

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité :
Physique des plasmas

Présentée par
Nicolas PLIHON

STABILITÉ ET STRUCTURE ÉLECTRIQUE D'UNE DÉCHARGE INDUCTIVE EN GAZ ÉLECTRONÉGATIF

Soutenue le 9 Mai 2006, devant le jury composé de :

Jean-Pierre BOEUF - Rapporteur	D.R. CNRS - U. Toulouse III
Pascal CHABERT - Directeur de Thèse	C.R. CNRS - Ec. Polytechnique
Christine CHARLES - Présidente du jury	Senior Fellow - Australian Nat. U.
Khalid HASSOUNI - Rapporteur	Professeur - U. Paris XIII
Jérôme PERRIN - Directeur de Thèse	D.R. - Air Liquide
Miles TURNER - Examineur	Professeur - Dublin City U.

Remerciements

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à Christine Charles, qui a accepté de présider mon jury. Je remercie aussi Jean-Pierre Boeuf et Khalid Hassouni pour leurs lectures attentives de mon manuscrit en tant que rapporteurs. Merci enfin à Miles Turner d'avoir franchi la Manche pour assister à une soutenance en français.

Cette thèse n'aurait pas vu le jour sans l'enthousiasme de Pascal Chabert. J'ai apprécié l'intérêt et le soutien réguliers et attentifs qu'il a porté à mon travail, tout en me laissant une grande autonomie. La confiance qu'il m'a accordée tant pour présenter mes travaux que pour m'insérer dans les collaborations internationales a transformé cette thèse en une expérience enrichissante et inoubliable.

Je remercie aussi Jérôme Perrin pour l'éclairage plus large qu'il a apporté lors de nos cafés matinaux.

Ce travail est aussi en très grande partie dû à mon troisième directeur de thèse, sans conteste celui qui a suivi notre travail avec avec le plus de proximité et d'assiduité : au labo, durant les pauses café, parfois tard le soir, et toujours en "Queen's english". Cormac, cette thèse est aussi un peu la tienne !

Mes remerciements s'adressent aussi bien entendu à l'ensemble du LPTP : Jean Marcel Rax pour m'avoir accueilli au laboratoire ; Jean Paul et Jacques pour l'équipe PRAGM ; Jean Luc pour les nombreuses et très enrichissantes discussions et notre collaboration pour la modélisation ; l'équipe administrative (Cathy, Malika, Isabelle et Catherine) pour leur aide et leur disponibilité quotidienne, et l'animation du labo ; Jean pour ses conseils techniques précieux et l'expérience inoubliable du travail rigoureux ; l'équipe ITTT : Pascale pour les discussions scientifiques, André pour les prêts et sa connaissance encyclopédique du labo ; Claude Rouillé pour m'avoir initié aux mesures interférométriques ; le soutien technique de Bruno pour ses diverses réalisations, de Christian pour les sondes, et de Jean Paul ; enfin l'ensemble des jeunes chercheurs du labo avec qui j'ai partagé trois années - dans le désordre : Amélie, Bassima, Dragana, Garrett, Juliette, Katia, Nico&Nico, Olivier, Lina, Pierre&Pierre, Seb, Richard, Xavier.

Bien que le travail que j'ai effectué avec eux ne soit pas développé dans ce manuscrit, je remercie l'ensemble du PRL à Canberra pour son accueil, et son amitié : Pr Rod, Christine (une fois encore !), Albert, Devin, Orson, Ane, Amaël et Peter. Une pensée à Carole et Robert !

Le Palais de la Découverte m'a permis de m'échapper du LPTP... travailler avec l'équipe du département de physique, toujours dans la bonne humeur, a été un plaisir et une expérience inoubliable.

La participation de la famille Doppler à mon pot de thèse a été appréciée par tous. Merci aussi pour tout le reste.

Merci à Eric, Erika et Pierre pour leur présence durant ces trois années.

Je remercie mes parents et ma sœur pour leur participation à mon pot de thèse et aussi pour tout le reste. Grâce aux corrections de Serge, la lecture devrait être plus agréable pour tous.

L'hésitation est grande entre remerciements et dédicace... allez, merci Delphine !

Table des matières

1	Introduction	7
1.1	Les plasmas basse pression	7
1.1.1	Les procédés plasmas basse pression	7
1.1.2	Modèle global d'un plasma basse pression	9
1.1.3	Réacteurs basse pression radiofréquence	11
1.2	Que changent les ions négatifs ?	17
1.2.1	Dynamique des espèces négatives	18
1.2.2	La gaine électronégative	19
1.2.3	Stratification des plasmas électronégatifs	22
1.3	Instabilités et plasmas électronégatifs	25
1.3.1	Dynamique et ions négatifs	25
1.3.2	Instabilités dans un réacteur inductif	25
2	Dispositif expérimental	33
2.1	Le réacteur hélicon	33
2.2	Les diagnostics	36
2.2.1	Sonde courant-tension radiofréquence	36
2.2.2	Diagnostics plasma de nature électrique	36
2.2.3	Diagnostic optique : photodétachement induit par laser	48
3	Dynamique du plasma électronégatif	55
3.1	Types d'instabilités observées dans le réacteur	56
3.2	Instabilités de "source"	59
3.2.1	Influence du circuit électrique	59
3.2.2	Mesures durant les oscillations de relaxation E/H	64
3.3	Instabilité de transport	70
3.3.1	Apparition de l'instabilité de transport	70
3.3.2	Mesures spatiotemporelles	72
3.3.3	Influence de la pression	82
3.3.4	Influence de la géométrie	84
3.3.5	La "downstream instability" : une double-couche propa- gative?	86

3.4	Régimes de forte activité acoustique ionique	88
3.4.1	Activité acoustique - Régime II	88
3.4.2	Régime IV : déstabilisation de la double couche statique	94
3.4.3	Régime V : double couche propagative et activité acoustique ionique	95
3.5	Étude d'un mélange Ar/O ₂	98
4	La double couche statique	101
4.1	Évolution spatiale des paramètres plasmas	102
4.1.1	Évolution du potentiel plasma	102
4.1.2	Caractéristiques électroniques	104
4.1.3	Caractéristiques ioniques	109
4.2	Influence des paramètres expérimentaux	119
4.2.1	Influence de la concentration de SF ₆	119
4.2.2	Influence de la puissance	120
4.2.3	Influence de la pression	123
4.2.4	Influence des conditions aux limites	126
4.3	Etude d'un mélange Ar/O ₂	127
4.3.1	Mesures électrostatiques	128
4.3.2	Mesure par photodétachement laser	131
4.4	Modèle de l'équilibre du plasma	133
4.4.1	Présentation du modèle	133
4.4.2	Comparaison modèle-expériences	139
4.4.3	Simulations numériques	143
5	Influence du champ magnétique statique	145
5.1	La transition H - W	146
5.1.1	Caractéristiques du champ magnétique statique	146
5.1.2	Des oscillations de relaxation à la transition H/W?	147
5.2	Modification de la dynamique des électrons	149
5.2.1	Remarques préliminaires	149
5.2.2	Description théorique	149
5.2.3	Mesure de la température électronique perpendiculaire	150
5.2.4	Valeurs typiques des coefficients de transport	154
5.3	Structure du plasma électronégatif magnétisé	154
5.3.1	Destruction de la double couche propagative	154
5.3.2	Confinement magnétique radial du plasma	158
5.3.3	Confinement magnétique du plasma électronégatif	162
	Conclusion et perspectives	165
	Références	169

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Les plasmas basse pression	7
1.1.1 Les procédés plasmas basse pression	7
1.1.2 Modèle global d'un plasma basse pression	9
1.1.3 Réacteurs basse pression radiofréquence	11
1.2 Que changent les ions négatifs?	17
1.2.1 Dynamique des espèces négatives	18
1.2.2 La gaine électronégative	19
1.2.3 Stratification des plasmas électronégatifs	22
1.3 Instabilités et plasmas électronégatifs	25
1.3.1 Dynamique et ions négatifs	25
1.3.2 Instabilités dans un réacteur inductif	25

1.1 Les plasmas basse pression

1.1.1 Les procédés plasmas basse pression

Depuis l'invention du transistor en 1957, les techniques de traitement de l'information font largement appel à des dispositifs intégrés sur substrat semiconducteur, en particulier le silicium. Ces dispositifs intégrés demandent une mise en forme complexe, précise et à grande échelle des matériaux : création de structures nanométriques sur des substrats décimétriques. L'augmentation de la vitesse de traitement de l'information et de la densité surfacique des opérations réalisées est liée à la réduction des dimensions caractéristiques de la structure élémentaire qu'est le transistor. L'existence de systèmes de traitement de l'information photoniques intégrés, et la faisabilité de micromachines dépendent aussi fortement des techniques de mise en forme des

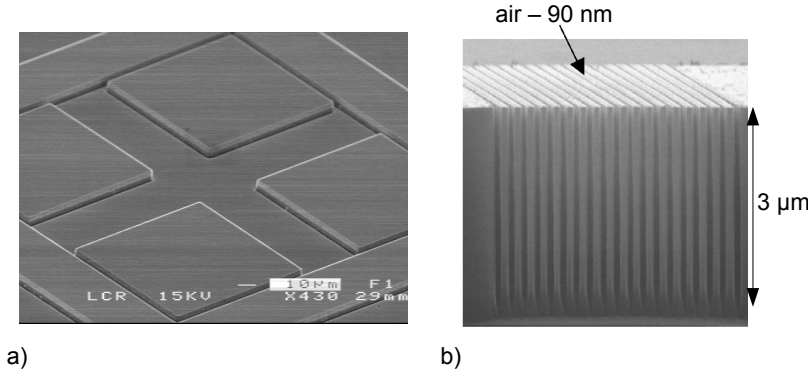
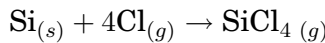


FIG. 1.1 : *Exemple de réalisation de structures par procédés plasmas : (a) micro-structure sur SiC (P. Chabert - Thalès), (b) réseau de nano-tranchées profondes pour applications de photonique (LPN - CNRS)*

matériaux à l'échelle nanométrique. Il est aujourd'hui possible de réaliser des tranchées de section droite de quelques dizaines de nanomètres de largeur et de quelques dizaines de micromètres de profondeur. La réalisation de ce type de tranchées fait largement appel aux technologies plasma. Le dépôt précis et contrôlé de quelques couches atomiques de matériaux sur des substrats dépend aussi de ces technologies plasma.

Par exemple, la gravure des grilles des transistors CMOS sur silicium fait appel à des mélanges gazeux du type $\text{HBr}/\text{Cl}_2/\text{O}_2$. La dissociation de Cl_2 par collisions électroniques dans le plasma permet l'obtention de fragments chargés et neutres qui n'existent pas dans les conditions usuelles. Il est ainsi possible de graver le silicium par la réaction



où l'indice (g) représente la phase gazeuse et (s) la phase solide. L'avantage des procédés plasma réside d'une part dans l'obtention de fragments réactifs à de faibles températures, mais aussi dans l'activation des réactions par bombardement ionique. En effet, face à toute surface plongée dans un plasma, se crée une zone de charge d'espace appelée gaine, qui confine les électrons au cœur du plasma (voir par exemple (Lieberman & Lichtenberg, 2005)). Cette gaine accélère les ions perpendiculairement à la surface et permet une activation des réactions chimiques sur les seules surfaces parallèles à la gaine. Des réactions de passivation permettent d'obtenir des profils de gravure très anisotropes comme ceux présentés en figure 1.1(b).

Ainsi, les procédés plasmas basse pression (dans la gamme 0,1 Pa à 100 Pa) sont majoritaires dans la production des composants intégrés au début

du XXI^e siècle. Les opérations de fabrication sont menées dans des chambres associant un système de pompage permettant de maintenir une pression très faible et l'évacuation des produits de gravure volatils, à un système de couplage de l'énergie au gaz permettant sa dissociation et son ionisation. L'énergie est transférée au gaz par une excitation électrique des espèces chargées. Il s'agit alors de concevoir une structure permettant l'excitation d'un champ électromagnétique.

Malgré des résultats spectaculaires et largement reproductibles (les technologies de l'information se sont développées grâce aux procédés plasmas et les débouchés du "nanomonde" dépendront de l'amélioration de ces procédés), de nombreuses questions scientifiques restent en suspens. En particulier les mélanges gazeux utilisés pour la gravure de motifs font intervenir des composés moléculaires (CF_4 , SF_6 , Cl_2 , HBr , O_2 ...). Les collisions entre les électrons du plasma et ces molécules conduit à la formation de nombreux fragments. Le plasma contient alors plusieurs types d'ions positifs, mais aussi une fraction significative d'ions négatifs (les molécules précurseurs et leurs fragments présentent une forte affinité électronique). Ces plasmas complexes se caractérisent par un comportement dynamique riche. Il est en effet courant que les points de fonctionnement pour la gravure soient des points de fonctionnement instables : des fluctuations temporelles importantes des paramètres plasma sont alors observées. Ces instabilités sont attribuées à la présence d'ions négatifs dans le plasma. Ce manuscrit s'intéresse à la description de certains caractères dynamiques d'un plasma complexe en présence d'ions négatifs. Préalablement à la description des phénomènes observés, quelques propriétés importantes des plasmas basse pression sont rappelées au cours de cette introduction. Tout d'abord, il est essentiel de comprendre le fonctionnement des différentes structures d'excitation des plasmas basse pression pour expliquer certaines fluctuations temporelles observées. Le fonctionnement des structures classiques est rappelé en première partie de l'introduction. Nous verrons ensuite comment la description du plasma est modifiée en présence d'ions négatifs. Enfin, une revue des travaux antérieurs étudiant l'influence des ions négatifs sur la structure et la stabilité du plasma est dressée.

1.1.2 Modèle global d'un plasma basse pression

Afin d'étudier les lois d'échelles sur l'équilibre du plasma ou de décrire la dynamique du plasma, il est d'usage d'introduire un modèle simplifié, sans dépendance spatiale des paramètres plasma, appelé "modèle global". Les équations de continuité sont alors considérés sous leurs formes intégrales (leurs formes locales sont développées dans les ouvrages de référence tels (Rax, 2005; Lieberman & Lichtenberg, 2005)). Pour un plasma basse pression électropositif (plasma constitué d'électrons et d'un seul type d'ions

positifs), les bilans de particules intégrés font intervenir leurs densités au centre de la décharge n_q . Ils s'écrivent, pour un plasma de volume V dont les parois ont une surface effective de pertes A_{eff}

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_i n_e - \Gamma_e \frac{A_{eff}}{V} \quad (1.1)$$

$$\frac{dn_+}{dt} = \nu_i n_e - \Gamma_+ \frac{A_{eff}}{V} \quad (1.2)$$

où Γ_e et Γ_+ sont les flux d'électrons et d'ions positifs aux parois. La détermination précise de ces flux est essentielle pour décrire l'équilibre du plasma. Nous verrons dans la suite qu'à basse pression ce flux est fixé par la gaine de charge d'espace qui se forme face à toute surface en contact avec le plasma : ainsi une description précise de l'équilibre dépend de la validité du modèle de gaine développé.

Notons que ce bilan de particules en régime stationnaire est généralement une équation aux valeurs propres qui fixe la température électronique (ν_i dépend fortement de la température électronique).

Dans le cas d'une création du plasma par accélération des électrons dans un champ électromagnétique radiofréquence, la fréquence d'excitation se situe entre les deux fréquences propres d'un plasma non-magnétisé, la fréquence plasma ionique et la fréquence plasma électronique ($\omega_{pi} < \omega_{rf} \ll \omega_{pe}$). Ainsi les électrons suivent les variations instantanées de la structure électromagnétique, et les ions ne suivent que la composante moyenne. Le bilan de puissance se limite alors au bilan de puissance des électrons, sur lesquels la totalité de la puissance électrique est déposée. Sa forme intégrée s'écrit

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2} n_e \kappa T_e \right) = P_{abs} - P_{perdue} \quad (1.3)$$

où P_{abs} et P_{perdue} sont les puissances absorbées et perdues par les électrons et κ la constante de Boltzmann. La détermination de P_{abs} dépend de la structure d'excitation choisie, dont nous verrons quelques exemples par la suite. Les électrons perdent de l'énergie par collisions avec les espèces lourdes (collisions élastiques et inélastiques), mais aussi par transfert d'énergie cinétique lorsqu'ils sont perdus aux parois. Il est d'usage d'exprimer la puissance perdue sous la forme

$$P_{perdue} = \Gamma_e \frac{A_{eff}}{V} \epsilon_T \quad (1.4)$$

où ϵ_T est l'énergie totale nécessaire à la création d'une paire électron-ion, somme des énergies perdues par collisions et par transfert d'énergie cinétique (Lieberman & Lichtenberg, 2005). Le bilan de puissance dépend lui aussi fortement du flux de pertes des électrons aux parois Γ_e .

Cette équation de puissance en régime permanent fixe la densité électronique, proportionnelle à la puissance absorbée.

Gaine de charge d'espace

Nous avons montré la forte dépendance du modèle global à la connaissance des flux aux parois des électrons et des ions Γ_e et Γ_+ . Dans le cas d'un plasma électropositif, l'existence d'une gaine de charge d'espace face aux parois assure l'égalité de ces flux. Un plasma basse pression étant un état hors équilibre thermodynamique (il n'y a pas égalité entre les températures des différentes espèces en présence), les ions positifs doivent être accélérés avant d'atteindre la gaine. On définit alors une zone, appelée pré-gaine, où existe un champ électrique qui accélère les ions. Le critère de formation de la gaine face à une paroi est connu sous le nom de critère de Bohm (Bohm, 1949) : la vitesse collective des ions doit être supérieure ou égale à la vitesse de Bohm u_B telle que $u_B = \sqrt{\frac{eT_e}{m_+} + \frac{eT_+}{m_+}}$, où m_+ est la masse des ions. Une singularité apparaît dans le système d'équations dans l'approximation plasma lorsque la vitesse des ions est égale à la vitesse de Bohm. La question de savoir si l'égalité doit être envisagée dans le critère de Bohm est analysée dans le détail dans (Riemann, 1992). Un article de revue récent montre par ailleurs que la description de la gaine reste un problème ouvert (Hershkovitz, 2005).

Le flux de pertes aux parois s'écrit alors $\Gamma_{+0} = n_{+s}u_B$ où n_{+s} est la densité ionique à l'entrée de la gaine. Il est alors utile d'introduire un facteur géométrique h (Godyak, 1986) qui traduit la chute de densité dans la pré-gaine : $h = n_{+s}/n_+$. Les flux aux parois s'écrivent alors

$$\Gamma_+ = \Gamma_e = hn_+u_B = hn_eu_B \quad (1.5)$$

L'expression du facteur h dépend de la longueur du plasma l et du libre parcours moyen des ions positifs λ_i selon la formule $h = 0,86 \left(3 + \frac{2l}{\lambda_i}\right)^{-0,5}$, qui, dans la limite basse pression ($\lambda_i \rightarrow \infty$), tend vers 0,5.

1.1.3 Réacteurs basse pression radiofréquence

Les différentes structures de création d'un plasma basse pression par excitation radiofréquence sont décrites au cours de cette sous-section. Les trois structures de couplage les plus utilisées sont analysées successivement : réacteurs capacitif, inductif et hélicon. Une représentation schématique des implantations est donnée en figure 1.2. La puissance radiofréquence est délivrée à ces structures par des générateurs opérant à des fréquences multiples de 13,56 MHz, selon la réglementation internationale. Ces générateurs sont conçus pour alimenter des charges adaptées 50 Ω . Or, en général, l'impédance équivalente à la structure excitatrice en présence de plasma n'est pas 50 Ω . Il est ainsi nécessaire d'introduire une boîte d'accord en impédance, constituée d'éléments réactifs variables, entre le générateur et le plasma. L'accord

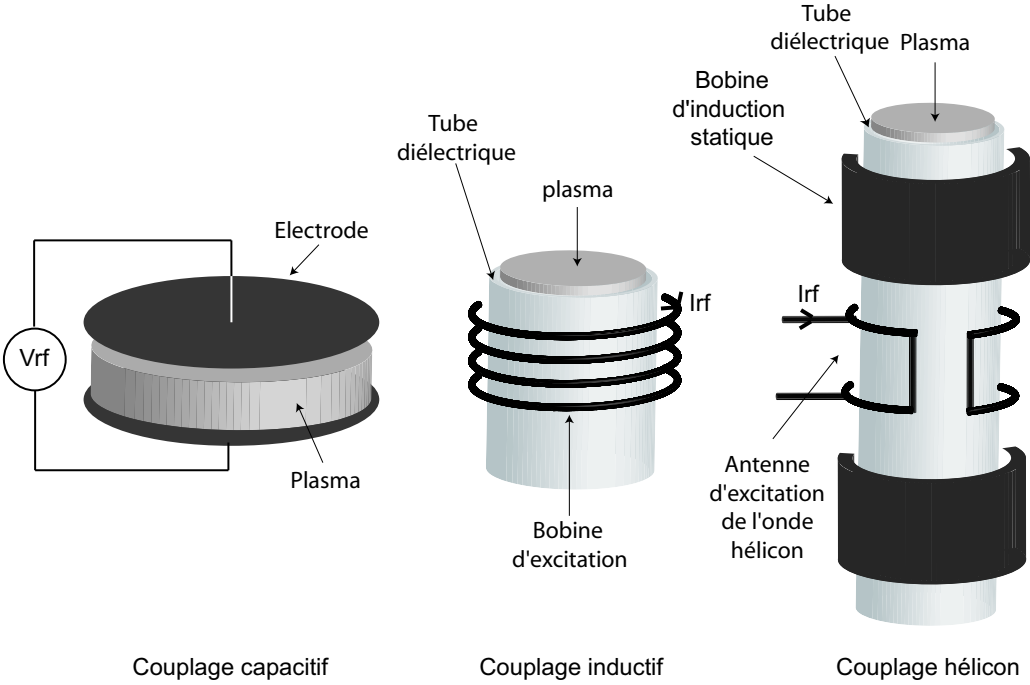


FIG. 1.2 : Structures schématiques pour les couplages capacitif, inductif et hélicon.

des éléments variables assure alors une impédance équivalent à $50 \, \Omega$ pour l'ensemble du système {Boîte d'accord - Structure d'excitation - Plasma}. Plusieurs types d'associations sont possibles pour les boîtes d'accord et leur choix dépend fortement du type de source et de ses caractéristiques géométriques et électriques.

Le point de fonctionnement de chacune des structure est déterminé comme étant le point d'équilibre de l'équation 1.3 : $P_{\text{abs}} = P_{\text{perdue}}$. La puissance P_{perdue} est proportionnelle à la densité électronique n_e (équations 1.4 et 1.5). Nous allons établir, pour les trois structures, l'évolution de P_{abs} en fonction de n_e , qui permettra de déterminer le point de fonctionnement.

Réacteurs capacitifs

La structure de couplage de l'énergie la plus simple est la structure capacitive : un gaz est soumis à une différence de potentiel entre deux plaques parallèles (structure identique à un condensateur plan, d'où l'appellation "capacitif"). La description suivante (Lieberman & Lichtenberg, 2005; Godyak, 1986) correspond au régime électrostatique valide pour des fréquences d'excitation telles que la longueur d'onde soit grande par rapport aux dimensions

du plasma.

Deux processus de chauffage des électrons sont présents : une contribution ohmique et une contribution stochastique. La première est due à la chute de potentiel dans le cœur du plasma, faible, mais qui permet néanmoins un couplage d'énergie aux électrons de nature ohmique. Le dépôt de puissance ohmique suit alors une dépendance $P_{\text{ohm}} \propto I_{\text{rf}}^2/n_e$ (Lieberman & Lichtenberg, 2005). Cependant cette contribution n'est pas suffisante pour expliquer les densités observées. L'interaction du plasma avec la gaine modulée à la fréquence d'excitation apporte une contribution stochastique. Le processus physique à l'origine de cette contribution n'est pas tranché : une première approche suppose une interaction élastique des électrons réfléchis par la gaine mobile (Lieberman & Lichtenberg, 2005), une seconde analyse la compression et la détente du plasma lors de mouvement de la gaine (Turner, 1995). Dans les deux cas, la contribution stochastique s'écrit aussi sous la forme $P_{\text{stoc}} \propto I_{\text{rf}}^2/n_e$.

La loi d'échelle de l'évolution de la puissance totale absorbée par les électrons par couplage capacitif est donc inversement proportionnelle à la densité électronique. Elle est représentée sur la figure 1.3(a) ; un seul point de fonctionnement est possible.

Cette description du fonctionnement d'une décharge capacitive n'est plus valide lorsque la fréquence d'excitation est importante. Une prise en compte des effets électromagnétiques (Lieberman *et al.*, 2002) est nécessaire pour expliquer les non-uniformités spatiales observées (Perret *et al.*, 2003) ou l'apparition d'un dépôt de puissance par champs induits (Chabert *et al.*, 2005).

Réacteurs inductifs

Dans les réacteurs inductifs, le couplage de l'énergie est assuré par la circulation de courants radiofréquence dans une bobine externe induisant un champ électromagnétique dans le plasma. La structure de couplage ne possède pas d'électrode en contact avec le plasma. De même que pour la structure capacitive, le dépôt de puissance est composé d'une contribution ohmique et d'une contribution stochastique. Les courants radiofréquences créent une onde évanescence dans le plasma (car $\omega_{\text{rf}} \ll \omega_{pe}$). Dans le cas basse pression, l'épaisseur de peau s'écrit $\delta = c/\omega_{pe}$. La contribution ohmique est calculée en exprimant le champ électromagnétique dans le plasma. L'interaction des électrons dans la profondeur de peau sur des temps faibles devant la période radiofréquence conduit à une contribution stochastique. Celle-ci est importante à forte densité électronique (Turner, 1993). Le calcul du dépôt de puissance total peut être formalisé à l'aide d'une conductivité effective σ_{eff} (telle que $\sigma_{\text{eff}}^{-1} = \sigma_{\text{ohm}}^{-1} + \sigma_{\text{sto}}^{-1}$) prenant en compte la somme des effets ohmique et

stochastique. Suite au calcul des champs électromagnétiques, la loi d'évolution de la puissance couplée inductivement au plasma fait apparaître deux cas limites dans un cylindre de rayon R (Lieberman & Lichtenberg, 2005) :

- lorsque $\delta \gg R$ (faible densité électronique), $P_{\text{abs}} \propto I_{\text{rf}}^2 n_e$
- lorsque $\delta \ll R$ (forte densité électronique), $P_{\text{abs}} \propto I_{\text{rf}}^2 / \sqrt{n_e}$

La circulation du courant radiofréquence dans la bobine excitatrice est assurée par l'application d'une tension radiofréquence, généralement élevée, aux bornes de la bobine. Un champ électrique est alors couplé capacitivement au plasma à travers la fenêtre diélectrique. Un chauffage de nature capacitive est associé à la présence de ce champ dont la contribution peut dominer à faible densité électronique. Aux évolutions précédentes de la puissance absorbée doit donc être ajoutée une contribution capacitive inversement proportionnelle à n_e . L'allure de la courbe $P_{\text{abs}}(n_e)$ est donnée en figure 1.3(b). En fonction de la valeur du courant radiofréquence, deux points d'équilibre stable sont possibles : un sur la branche capacitive (mode capacitif - E) et un sur la branche inductive (mode inductif - H).

Ces deux points de fonctionnement sont observés expérimentalement : à faible puissance couplée un régime de faible densité électronique (mode E) et à forte puissance couplée un régime de haute densité (mode H). La transition du mode E au mode H fait apparaître des discontinuités ou des changements de comportement des paramètres plasmas (Cunge *et al.*, 1999; Kortshagen *et al.*, 1996; Miyoshi *et al.*, 2002; Gans *et al.*, 2005). Une hystérésis entre la puissance radiofréquence à la transition E→H et la puissance à la transition H→E a été observée et modélisée (Turner & Lieberman, 1999) en incluant des non-linéarités (modèle de chauffage dans la gaine, évolution de ϵ_T avec la densité électronique). Mentionnons finalement que des oscillations de relaxation entre les modes E et H ont été observées en gaz électronégatifs - nous y reviendrons à la fin de l'introduction.

Réacteurs hélicon

La présence d'un champ magnétique statique permet la propagation d'ondes électromagnétiques dans le plasma. En particulier, il est possible d'exciter une onde hélicon, onde électromagnétique droite dans la limite $\omega_{\text{rf}} < 0,5 \omega_{ce}$ [voir (Chen, 1984; Krall & Trivelpiece, 1986; Stix, 1992) pour une introduction détaillée sur les ondes dans les plasmas]. Le principe de fonctionnement d'un réacteur hélicon réside dans l'excitation d'un mode hélicon par une antenne et le chauffage du plasma par absorption de cette onde. Boswell a démontré l'efficacité exceptionnelle d'ionisation atteinte dans les plasmas hélicon (Boswell, 1984). Une description détaillée de la physique des réacteurs hélicon est donnée dans deux articles de revue (Boswell & Chen, 1997) et (Chen & Boswell, 1997) ainsi que dans un chapitre de livre (Chen, 1995). L'onde hélicon devient propagative lorsque la densité électronique est supé-

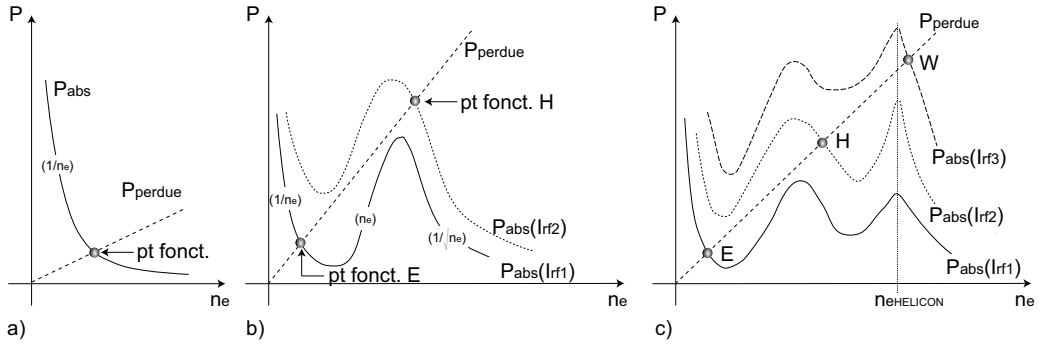


FIG. 1.3 : Points de fonctionnements dans le plan densité électronique (n_e) - Puissance, pour les trois structures de couplage de l'énergie : (a) capacitif, (b) inductif, avec $I_{rf1} < I_{rf2}$ et (c) hélicon avec $I_{rf1} < I_{rf2} < I_{rf3}$

rière à une densité critique (Degeling *et al.*, 2004). Le mécanisme d'ionisation et d'absorption de l'onde n'est pas aujourd'hui complètement compris. Une analyse basée sur l'absorption Landau de l'onde hélicon a été proposée (Chen, 1991). Un mécanisme d'absorption Landau non-linéaire, par piégeage des électrons, a ensuite été suggéré (Degeling & Boswell, 1997). Cependant, la mise en évidence récente de la présence de modes Trivelpiece Gould (TG) (modes cyclotroniques électroniques localisés aux bords d'un cylindre de plasma) excités dans une source hélicon (Blackwell *et al.*, 2002) permet d'envisager d'autres mécanismes de chauffage. Chen a repoussé sa première explication de 1991 (Chen & Blackwell, 1999). L'analyse de l'absorption des modes TG (Arnush & Chen, 1998; Arnush, 2000) ou de modes acoustiques ioniques excités suite à une instabilité paramétrique (Kline *et al.*, 2002) permettrait d'expliquer l'efficacité importante du couplage énergétique.

Si le processus physique à l'origine du transfert d'énergie n'est pas tranché, il s'avère néanmoins que l'onde est efficacement absorbée par le plasma. La géométrie de l'antenne est choisie pour favoriser l'excitation d'un mode hélicon particulier. Le couplage de l'énergie de l'onde au plasma n'est alors efficace que pour une densité unique proportionnelle au champ magnétique (Chen, 1991). Ainsi, aux couplages capacitifs et inductifs¹ déjà présentés précédemment, s'ajoute un couplage correspondant à un pic supplémentaire centré sur $n_{eHELICON}$ (voir figure 1.3(c)). La situation réelle fait intervenir plu-

¹Il est à noter que la description du couplage inductif en présence de champ magnétique est modifiée par rapport à celle décrite précédemment et doit faire intervenir la modification de l'épaisseur de peau suite à l'anisotropisation du milieu (Chen, 2001).

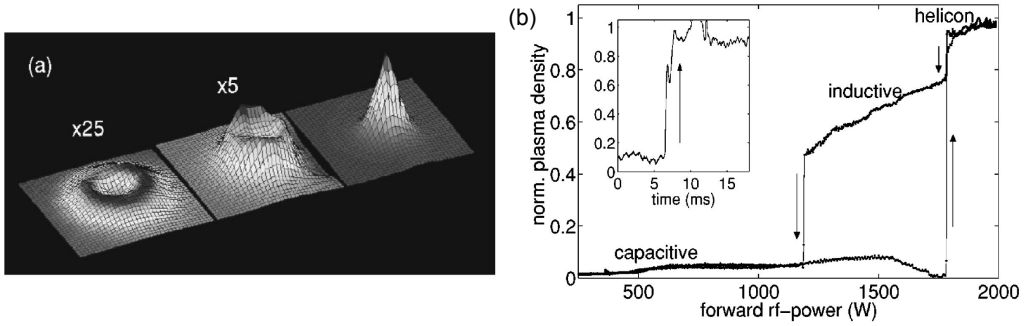


FIG. 1.4 : *Caractérisation des modes E, H et W dans un plasma hélicon : (a) coupe de densité pour les modes E, H et W de gauche à droite et (b) mise en évidence des transitions de mode et de l'hystérésis. D'après (Franck et al., 2003)*

sieurs pics hélicon car une antenne ne couple jamais un seul mode hélicon. En fonction du courant circulant dans l'antenne radiofréquence, trois modes sont accessibles : E, H et onde W. Les transitions entre les modes E (faible puissance couplée, faible densité électronique), H (puissance couplée moyenne, densité électronique importante) et W (forte puissance couplée, très forte densité électronique) ont été observées dans un nombre important de réacteurs et de conditions expérimentales (Degeling *et al.*, 1996; Ellingboe & Boswell, 1996; Kaepelin *et al.*, 2001; Kinder *et al.*, 2003; Franck *et al.*, 2003; Franck *et al.*, 2005). Ces transitions sont associés à :

- des sauts de densité électronique
- une différence de structure radiale de la densité (pic central pour le mode hélicon)
- une transition d'une onde stationnaire à une onde propagative pour les champs radiofréquences.

Des phénomènes d'hystérésis ont été mis en évidence pour ces diverses transitions. Des modèles de transitions de mode ont été proposés dans le cas d'une colonne de plasma cylindrique (Lieberman & Boswell, 1998) et permettent d'expliquer les cycles d'hystérésis observés (Shamrai, 1998). La compréhension et la modélisation des transitions est fortement dépendante de la géométrie et de la topologie du champ d'induction statique ; les gradients spatiaux pouvant jouer un rôle important dans l'excitation des divers modes hélicon et des conversions de mode (vers les modes TG par exemple). Des oscillations de relaxation entre les modes H et W à des fréquences de quelques kiloHertz dans un plasma d'argon pur ont été observées (Degeling *et al.*, 1999a). La modélisation de ces oscillations de relaxation est basée sur la non-linéarité du terme d'ionisation (variation de la densité de neutres) lorsque le

mode W est atteint (le taux d'ionisation est alors de l'ordre de 10 %) (Degeling *et al.*, 1999b).

1.2 Que changent les ions négatifs?

La présence d'ions négatifs dans un plasma modifie les bilans de particules : le système 1.1-1.2 est alors remplacé par²

$$\frac{dn_e}{dt} = (\nu_i - \nu_a)n_e + K_{det}n_-n_e^* - \Gamma_e \frac{A_{eff}}{V} \quad (1.6)$$

$$\frac{dn_+}{dt} = \nu_i n_e - K_R n_+ n_- - \Gamma_+ \frac{A_{eff}}{V} \quad (1.7)$$

$$\frac{dn_-}{dt} = \nu_a n_e - K_{det} n_- n_e^* - K_R n_+ n_- \quad (1.8)$$

où ν_i est la fréquence d'ionisation (création des électrons et des ions positifs), ν_a la fréquence d'attachement (création des ions négatifs et perte des électrons), K_{det} le coefficient de détachement des ions négatifs (perte des ions négatifs)³, et K_R le coefficients de recombinaison ions négatifs-ions positifs (perte des ions positifs et négatifs).

En ce qui concerne le bilan de puissance, le terme P_{abs} n'est pas modifié (les ions négatifs ne réagissent eux aussi qu'aux champs moyens). La puissance perdue s'exprime toujours sous la forme $P_{perdue} = \Gamma_e \frac{A_{eff}}{V} \epsilon_T$, mais la valeur de ϵ_T est faiblement modifiée : l'énergie perdue par le gaz électronique lors de la création d'un ion négatif doit y être ajoutée.

Comme pour le cas électropositif, le modèle global dépend fortement des flux de pertes aux parois Γ_e et Γ_+ . Or *la présence d'ions négatifs modifie fortement l'expression des flux de pertes aux parois par rapport au cas électropositif* et donc l'équilibre de la décharge. Nous avons vu que les flux de pertes aux parois sont fixés par la dynamique du plasma face à la gaine. Il est donc essentiel de posséder un modèle de gaine précis en plasma électronégatif. Cette description n'est possible qu'en décrivant précisément la dynamique des espèces dans le plasma ; nous allons donner quelques précisions quant à la dynamique des espèces négatives.

²la recombinaison électrons-ions est négligée pour les densités intermédiaires rencontrées usuellement.

³ n_e^* est la densité des espèces qui, par collisions avec les ions négatifs, assurent le détachement de ceux-ci. Il peut s'agir soit de la densité électronique soit d'une densité de métastables, considérée proportionnelle à n_e , d'où la notation adoptée.

1.2.1 Dynamique des espèces négatives

Processus de création et de pertes

La première différence de comportement entre les espèces négatives est relative à leurs processus de création et de perte : les électrons sont perdus en volume *et* en surface, alors que les ions négatifs ne sont perdus qu'en volume. Nous verrons de plus que les échelles de temps relatives aux créations et pertes des électrons et des ions négatifs peuvent être assez différentes.

Deux cas limites peuvent être envisagés pour la destruction des ions négatifs, principalement en fonction du gaz utilisé :

- le détachement domine ($K_R = 0$) : c'est le cas de l'oxygène à haute pression
- la recombinaison domine ($K_{det} = 0$) : c'est le cas de l'hexafluorure de soufre

Des analyses générales de l'équilibre du plasma pour ces cas limites ont été compilées, en particulier (Franklin & Snell, 1999a; Franklin, 2001; Franklin, 2002).

Transport des espèces négatives

Dans un plasma électropositif le terme inertiel est négligé dans l'équation de continuité de la quantité de mouvement des électrons. Ces derniers sont alors considérés en équilibre de Boltzmann. Qu'en est-il pour les ions négatifs, dont la masse est plusieurs milliers de fois plus importante que celle des électrons ? La question est traitée en détail dans (Franklin & Snell, 2000b) :

- à très basse pression, les deux espèces négatives peuvent être décrite en équilibre de Boltzmann avec leur température propre :

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{eV}{\kappa T_e}\right) \quad \text{et} \quad n_- = n_{-0} \exp\left(\frac{eV}{\kappa T_-}\right)$$

- pour tous les autres cas, l'hypothèse d'un équilibre de Boltzmann pour les électrons est justifiée, mais il n'existe pas de relation simple pour la description des ions négatifs ; l'hypothèse de Boltzmann n'est pas justifiée et il est alors nécessaire de résoudre les équations de transport et de continuités locales.

Notations générales

Dans l'ensemble du manuscrit, certaines grandeurs relatives aux plasmas électronégatifs seront employées régulièrement. En premier lieu, la fraction d'ions négatifs α est définie comme le rapport de la densité ionique négative à la densité électronique. Dans la suite de ce manuscrit j'emploierai le terme d'électronégativité pour la fraction d'ions négatifs, sous la notation α

$$\alpha = \frac{n_-}{n_e}$$

Le rapport des températures entre les ions négatifs et les électrons sera noté $\gamma = \frac{T_e}{T_-}$.

Les températures seront toujours exprimées en volts $\left(T[\text{Volt}] = \frac{\kappa T[\text{Kelvin}]}{e}\right)$.
Les potentiels plasma et flottant seront notés V_p et V_f .

1.2.2 Gaine et flux de pertes aux parois dans le cas électronégatif

Dans le cas électropositif, la vitesse de Bohm, atteinte par les ions positifs à l'entrée de la gaine, est aussi la vitesse des ondes acoustiques ioniques. Avant d'élargir le critère de Bohm en présence d'ions négatifs, il est éclairant d'étudier les vitesses de phase des ondes acoustiques ioniques dans le cas électronégatif. Les relations de dispersion des modes acoustiques ioniques sont obtenues dans la limite $\omega < \omega_{pe}$ après linéarisation du tenseur diélectrique. Ce tenseur dépend fortement de la description du mouvement des particules chargées :

1. Dans le cas où les ions négatifs sont en équilibre de Boltzmann (il s'agit du cas très basse pression), un seul mode est obtenu, dont la vitesse de phase est

$$v_{\phi B} = \sqrt{\frac{eT_+}{m_+} + \frac{eT_e}{m_+} \frac{1 + \alpha}{1 + \gamma\alpha}}$$

2. Dans le cas où les ions négatifs conservent un terme inertiel, deux modes sont obtenus (D'Angelo *et al.*, 1966). L'un est un mode rapide dont la vitesse de phase (en supposant que les ions ont des masses du même ordre $m_+ \sim m_- \sim M$) est d'ordre

$$v_{\phi+} \sim \sqrt{\frac{\alpha e T_e}{M}}$$

et l'autre un mode lent dont la vitesse de phase est d'ordre⁴

$$v_{\phi-} \sim \sqrt{\frac{e T_e}{\gamma M}}$$

⁴Il est intéressant d'étudier la limite des vitesses de phase des deux modes acoustiques lorsque les ions négatifs se rapprochent d'un équilibre de Boltzmann, soit $m_- \rightarrow 0$. La vitesse de phase du mode rapide diverge et la vitesse du mode lent tend vers $v_{\phi B}$, vitesse de phase en considérant les ions négatifs en équilibre de Boltzmann.

L'existence des deux modes acoustiques a été démontrée expérimentalement pour des mélanges Ar/SF₆ et Xe/SF₆ (Nakamura *et al.*, 1997; Ichiki *et al.*, 2001; Ichiki *et al.*, 2002). Une analyse cinétique, mais aussi les résultats expérimentaux montrent que l'onde lente est plus fortement amortie que l'onde rapide. La mesure de la vitesse de phase d'une onde rapide excitée par de petites sondes planes a par ailleurs été utilisée comme technique de mesure de l'électronégativité (St-Onge *et al.*, 1998; Shindo & Kawai, 2002). Cette technique, comme toute technique interférométrique, ne permet pas d'obtenir une bonne résolution spatiale de la mesure.

Un nouveau critère de Bohm

Un critère de Bohm généralisé pour les plasmas électronégatifs est bien établi pour des ions négatifs en équilibre de Boltzmann (Braithwaite & Allen, 1988). Comme nous l'avons vu précédemment, la validité de ce critère est limité aux cas très basse pression :

$$u_+ \geq \sqrt{\frac{eT_+}{m_+} + \frac{eT_e}{m_+} \frac{1 + \alpha_s}{1 + \gamma\alpha_s}}$$

où α_s est l'électronégativité en lisière de gaine ($\alpha_s \sim 0,5\alpha$ lorsque $\alpha > 3$).

Si les termes inertiels sont conservés pour les ions négatifs, il n'existe plus de critère unique, mais un ensemble de conditions en terme de vitesses de dérive des populations ioniques (McKenzie, 2001). Des conditions équivalentes au critère de Bohm sont ainsi satisfaites en certaines parties du plan (u_+, u_-) délimitées par des vitesses similaires aux vitesses $v_{\phi-}$ et $v_{\phi+}$ déterminées précédemment. La figure 1.5 représente les zones pour du plan (u_+, u_-) pour lesquelles le critère de Bohm est satisfait (zones non-hachurées). Les vitesses $V_{\phi q1}$ sont d'ordre $\sqrt{\alpha T_e/m_q} \sim v_{\phi+}$ et les vitesses $V_{\phi q2}$ d'ordre $\sqrt{T_q/m_q} \sim v_{\phi-}$. La région 1 est sub-lente et sub-sonique pour les deux espèces (vitesses inférieures à la vitesse de phase du mode lent); la région 2 est super-lente et sub-rapide, enfin la région 3 est super-rapide. L'énonciation d'un critère de Bohm n'est plus aussi simple que dans le cas où toutes les espèces négatives sont considérées en équilibre de Boltzmann.

Flux d'ions positifs à travers la gaine

L'établissement du critère de Bohm électronégatif n'est pas suffisant pour déterminer le flux d'ions positifs à la paroi. Ce dernier dépend en effet de la densité ionique positive à l'entrée de la gaine. Nous donnons dans la suite une description de la structure du plasma et de la gaine électronégative qui permet de connaître le flux de pertes des ions positifs. Cette description est

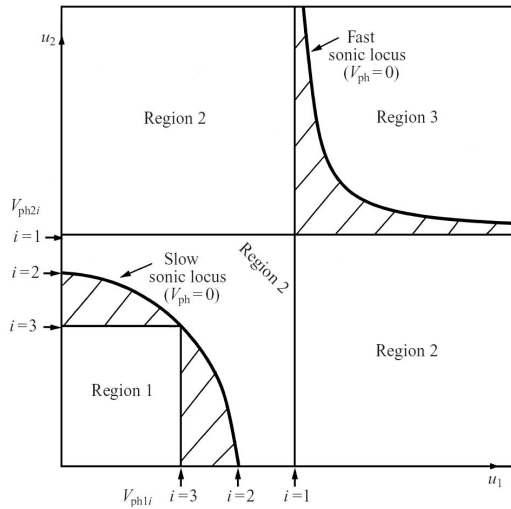


FIG. 1.5 : Critère de Bohm généralisé pour deux espèces ioniques inertielles, dans le plan des vitesses ioniques. D'après McKenzie, 2001

limitée au cas très basse pression, puisque les ions négatifs sont supposés en équilibre de Boltzmann avec leur température propre.

En fixant l'origine du potentiel au centre du plasma, une résolution des équations dans l'approximation plasma (ions positifs froids) (Braithwaite & Allen, 1988) donne le potentiel V_s , normalisé à T_e ($\eta_s = -\frac{V_s}{T_e}$), à l'entrée de la gaine

$$\alpha \exp(-\eta_s(\gamma - 1)) = \frac{1 - 2\eta_s}{2\gamma\eta_s - 1} \quad (1.9)$$

Lorsque $\gamma > 5 + \sqrt{24} \sim 9,9$, cette équation possède deux racines pour certaines valeurs de α , comme reproduit en figure 1.6(a). Le choix de la solution de la branche inférieure ou supérieure est basé sur un argument de continuité du flux d'ions lorsque α varie (Sheridan *et al.*, 1999a). Le passage de la solution de la branche supérieure à la branche inférieure suit la flèche SCB sur la figure 1.6(a).

La figure (b) montre l'évolution du flux d'ions positifs en fonction de α : les carrés correspondent aux simulations des équations dans l'hypothèse non-neutre (Sheridan *et al.*, 1999a) et montrent bien la continuité du flux ionique.

Une validation de cette description a par ailleurs été obtenue par simulation hybride (électrons Boltzmann et ions positifs et négatifs particuliers) (Chabert & Sheridan, 2000).

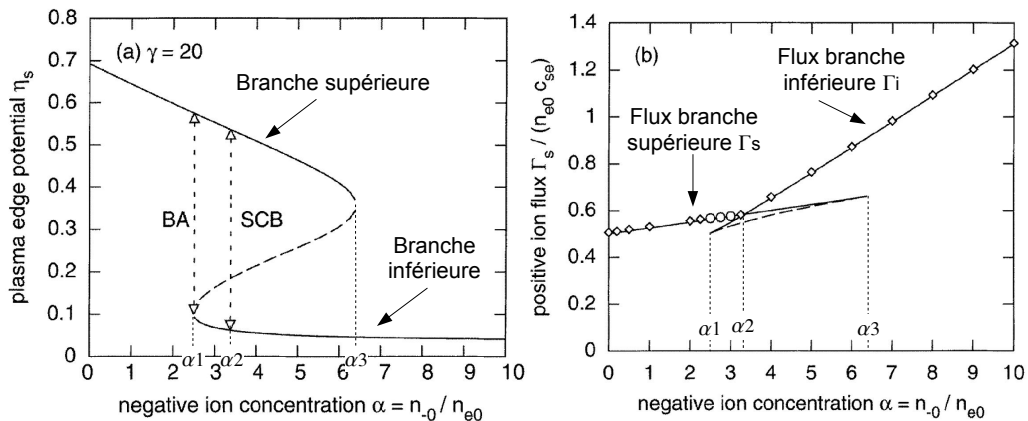


FIG. 1.6 : (a) Evolution du potentiel à l'entrée de la gaine en fonction de l'électronégativité et (b) évolution du flux d'ions positifs à travers la gaine. D'après (Sheridan et al., 1999a).

1.2.3 Stratification des plasmas électronégatifs

La structure des plasmas électronégatifs est particulière. Ceux-ci présentent souvent une stratification (Ferreira *et al.*, 1988), qui sépare le plasma en deux zones :

- un cœur où sont confinés les ions négatifs
- un halo, au bord, dont sont absents les ions négatifs

Nous nous placerons dans le cas où $\gamma > 10$ pour lequel la solution du potentiel est multi-valuée et nous nous appuyerons sur les notations de la figure 1.6.

Lorsque l'électronégativité est faible (inférieure à α_1), la solution de l'équation 1.9 est sur la branche supérieure. Du fait de leur faible température, les ions négatifs sont confinés dans la partie centrale du plasma. La situation stratifiée simple est présentée en figure 1.7(a).

Pour une électronégativité comprise entre α_1 et α_2 , la stratification reste prononcée et est associée à la présence d'une double couche (voir figure 1.7(b)). Cette structure de potentiel apparaît lorsque le potentiel atteint la solution de la branche inférieure. Une solution non neutre se développe pour joindre la solution de la branche supérieure (qui est la solution acceptable comme nous l'avons vu précédemment) pour laquelle se développe la gaine. L'existence de ce régime a été décrit dans (Kolobov & Economou, 1997), avant que les conditions d'apparition qui viennent d'être décrites soient détaillées dans (Sheridan *et al.*, 1999b)⁵. Pour les régimes stratifiés, la densité électronique est

⁵Notons que ces deux articles sont basés sur un modèle Tonks Langmuir - modèle cinétique pour les ions positifs dont la densité est exprimée sous une forme intégrale en fonction du

uniforme dans le cœur du plasma et possède un profil en cosinus dans le halo (Lampe *et al.*, 2004).

Dans le cas d'une forte électronégativité ($\alpha > \alpha_2 > 1$), la stratification disparaît. Les ions négatifs occupent la totalité du volume du plasma. Dans ce cas, représenté en figure 1.7(c), la densité électronique possède un profil plat dans l'ensemble du plasma.

Une analyse de la stratification est donnée dans le cas d'un modèle le plus simplifié possible dans un article récent (Lampe *et al.*, 2004). Les profils des paramètres plasma en fonction des paramètres sont donnés dans (Franklin & Snell, 1992).

L'existence de la stratification est basée sur l'analyse des équations fluides dans le cas basse pression, sans collisions. Ces calculs ont été étendus aux cas faiblement collisionnels (Sheridan, 1999) et collisionnels (Kouznetsov *et al.*, 1999). Les résultats sont qualitativement similaires, avec une modification des bornes α_1 et α_2 , croissantes avec la collisionnalité du plasma.

Kaganovich a analysé cette double couche comme un front d'ions négatifs, similaire à un choc (Kaganovich, 2001; Kaganovich *et al.*, 2001). L'analyse des équations fluides permet de définir une équation d'advection non linéaire pour la densité d'ions négatifs, dont la vitesse dépend de la valeur de la densité. Le cas stationnaire est atteint dans la limite de fronts infiniment raides.

Notons enfin que dans le cas d'un modèle fluide, des oscillations du potentiel ont été observées dans le cas double-couche (Sheridan, 1999). Il a été mentionné que ces oscillations disparaissent lorsque un terme de diffusion est considéré pour les ions positifs (Franklin & Snell, 2000a), mais ont tout de même été observées dans des conditions similaires (Kouznetsov *et al.*, 1999).

Les observations expérimentales de ces stratifications sont assez peu nombreuses. Ces dernières ont été observées en O_2 et CCl_2F_2 par photodétachement induit par laser (Vender *et al.*, 1995) et en O_2 par sondes de Langmuir (Berezhnoj *et al.*, 2000).

terme d'ionisation. La limite de γ pour laquelle la solution du potentiel de gaine est multivaluée est alors 10,78.

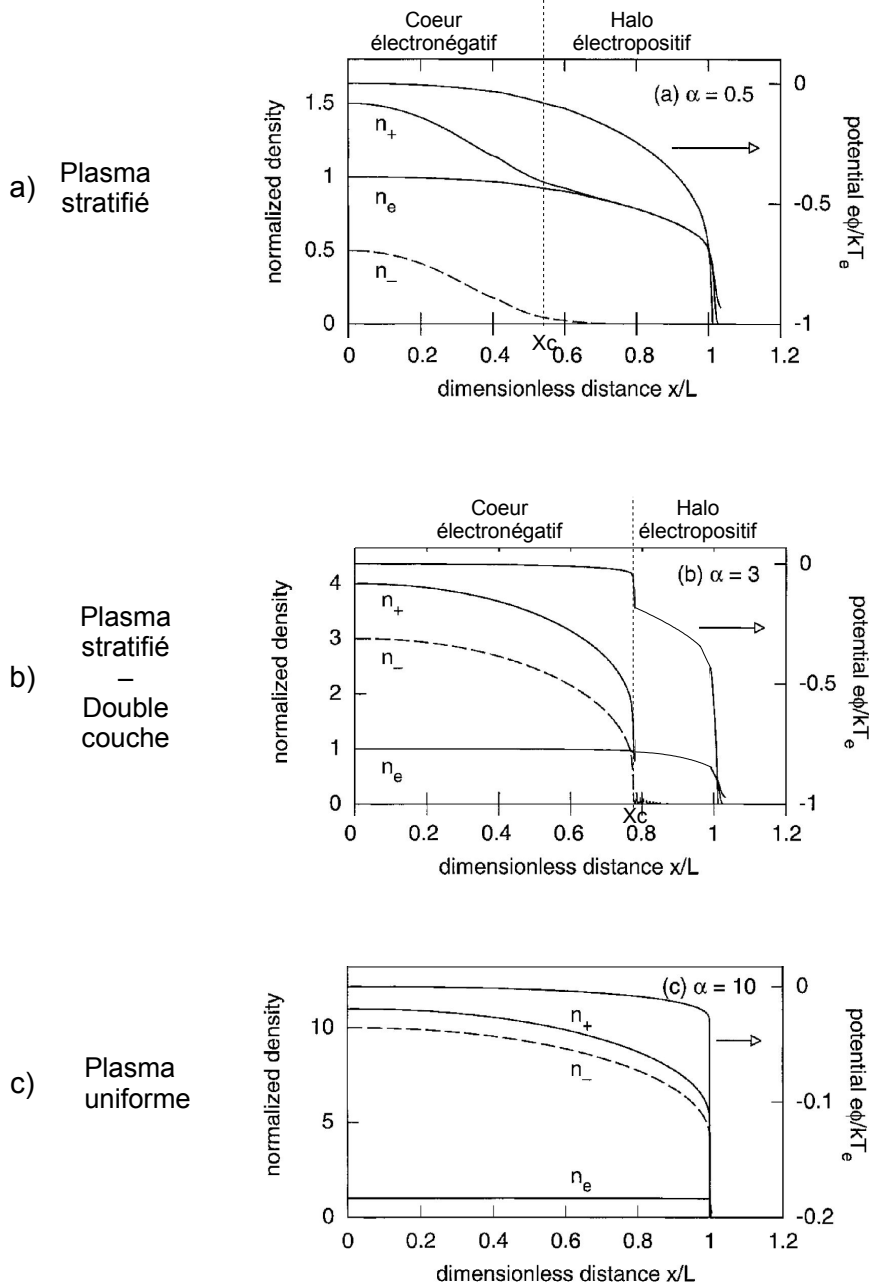


FIG. 1.7 : Structures électriques des plasmas électronégatifs : (a) régime de faible électronégativité : plasma stratifié, (b) régime d'électronégativité moyenne : plasma stratifié avec apparition d'une double couche, (c) régime de forte électronégativité : plasma uniforme. D'après (Sheridan et al., 1999a).

1.3 Instabilités et plasmas électronégatifs

1.3.1 Dynamique et ions négatifs

Le maintien d'un régime stationnaire dans les plasmas électronégatifs est difficile. Il est établi depuis longtemps que ces plasmas présentent un caractère dynamique complexe. Plusieurs articles mentionnent des instabilités dans (Emeleus & Woolsey, 1970). De nombreuses instabilités ont été observées dans des décharges continues (Nigham & Wiegand, 1974; Johnson & Ramaiah, 1987). Citons plus récemment l'observation d'instabilités d'ionisation induites par attachement (Nigham & Wiegand, 1974) dans un réacteur capacitif radiofréquence (Descocudres *et al.*, 2003). Lors d'une faible augmentation de n_e , T_e diminue. La fréquence d'ionisation ν_i décroît fortement avec T_e . Si la fréquence d'attachement ν_a diminue aussi, et plus fortement que ν_i , alors n_e continue d'augmenter : le système est instable si $\partial_{T_e} \nu_i < \partial_{T_e} \nu_a$. Le critère de stabilité dépend fortement du gaz (O_2 et CF_4 peuvent conduire à un régime instable à la différence de SF_6).

1.3.2 Instabilités dans un réacteur inductif

Dans les réacteurs inductifs, de nombreux phénomènes dynamiques ont été observés depuis 10 ans. La première observation a montré des fluctuations des paramètres plasmas (densités électronique et ioniques, émission optique) en présence de gaz électronégatif (O_2 , SF_6) et inexistantes en Ar ou N_2 (Tuszewski, 1996). Une synthèse de la dynamique observée dans le même réacteur (reproduit en figure 1.8(a)) est donnée dans (Tuszewski & White, 2003). Ces résultats sont reproduits en 1.8(b). Deux types de dynamiques sont observées et dénommées respectivement "source oscillation" et "downstream instability". Nous allons décrire dans les deux sous-sections suivantes les caractéristiques principales de chacune de ces dynamiques.

Oscillations de relaxations entre modes de couplage de l'énergie

Les oscillations de source sont, des deux phénomènes, celui qui est incontestablement le mieux compris. De nombreuses observations expérimentales, dans des géométries variées et de nombreux mélange gazeux (Lieberman *et al.*, 1999; Marakhtanov, 2002; Marakhtanov *et al.*, 2003; Corr *et al.*, 2003; Corr, 2003; Chabert *et al.*, 2003b; Corr *et al.*, 2005; Soberon *et al.*, 2006), ont permis la vérification d'un modèle expliquant ces oscillations (Chabert *et al.*, 2001; Marakhtanov, 2002; Chabert *et al.*, 2003a; Lichtenberg & Marakhtanov, 2005).

Le modèle de la dynamique repose sur la transition entre les deux modes de couplages de l'énergie : E et H. La transition, que nous avons introduite

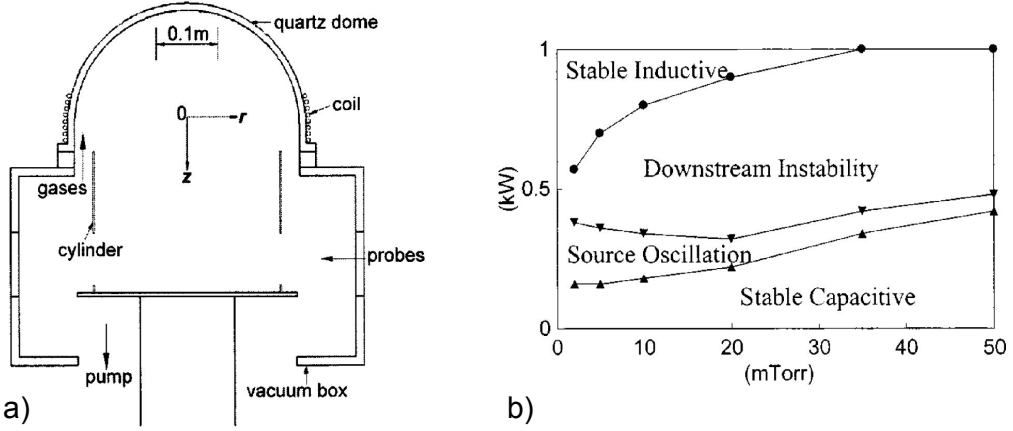


FIG. 1.8 : (a) Schéma du réacteur utilisé par Tuszewski, (b) domaines d'instabilités dans le plan pression-puissance. D'après (Tuszewski & White, 2003)

précédemment, est instable sous certaines conditions. Les paramètres plasmas sont alors modulés, avec une fréquence comprise entre quelques centaines de hertz et quelques dizaines de kiloHertz. Le circuit électrique extérieur joue un rôle important dans la dynamique. Enfin des régimes complexes, intermittence et chaos, ont été observés expérimentalement et numériquement.

Le modèle des oscillations de relaxation Le modèle, introduit dans (Lieberman *et al.*, 1999) et dont une présentation complète est donnée dans (Chabert *et al.*, 2001), fait intervenir un modèle global. Les équations de conservation des électrons 1.6, des ions négatifs 1.8 et le bilan de puissance 1.3 sont résolus numériquement dans l'approximation plasma. Le coefficient h_l et la vitesse de Bohm u_B , apparaissant dans le flux électronique aux parois, sont adaptés au cas électronégatif (Chabert *et al.*, 2003b). Une formulation analytique est spécifiée pour la puissance absorbée sous la forme (Chabert *et al.*, 2003a)

$$P_{\text{abs}} = \frac{I_{\text{rf}}^2}{2} \left(R_{\text{ind}} \frac{n_e n_0}{n_e^2 + n_0^2} + R_{\text{cap}} \frac{n_0}{n_e} \right). \quad (1.10)$$

Elle permet de reproduire les lois d'échelles (la composante inductive évolue pour cette formulation en n_e^{-1} au lieu de $n_e^{-1/2}$ aux fortes densités, mais les résultats sont peu modifiés). La forte non-linéarité de P_{abs} apporte la richesse dynamique du comportement temporel.

Dynamique des oscillations de relaxation Une analyse simple de la dynamique peut être obtenue en remarquant une hiérarchie dans les dynamiques : $\partial_t T_e \gg \partial_t n_e > \partial_t n_-$. Dans un premier temps, la température est considérée comme stationnaire ; l'équation différentielle 1.3 devient alors $P_{\text{abs}} = P_{\text{perdue}}$. Il est possible de déterminer un critère d'instabilité en analysant l'intersection des courbes $\partial_t n_e = 0$ et de $\partial_t n_- = 0$ (Chabert *et al.*, 2003a). Trois points d'équilibre peuvent être atteints : un équilibre stable dans la zone E, un équilibre stable H, et un équilibre instable dans la zone intermédiaire (voir figure 1.9(a)). Lorsque il existe une intersection dans la zone intermédiaire, trois situations peuvent se produire selon les caractéristiques géométrique et le courant radiofréquence. S'il n'y a qu'une intersection (cas 1 de la figure 1.9(b)), elle est instable et il y a développement d'un grand cycle d'oscillations de relaxation (situation (d) de la figure 1.10). S'il y a trois intersections dont deux stables, le système bifurque vers un des équilibres stables, soit un mode E soit un mode H (cas 2 de la figure 1.9(b)). Dans le cas où l'intersection des deux courbes se produit lorsque $\partial_t n_e = 0$ est pratiquement horizontale (faible valeur de $\partial_{n_e}(\partial_t n_e = 0)$), il peut y avoir développement d'un petit cycle d'oscillations à la bifurcation de Hopf. Cette situation correspond au cas 3 de la figure 1.9(b), et à la situation (b) de de la figure 1.10).

La figure 1.10 reproduit les cycles d'oscillations issus du modèle lorsque l'équation 1.3 est conservée sous sa forme différentielle. Selon la valeur du courant radiofréquence, les caractéristiques du cycle sont très différentes. Remarquez que l'échelle des cas a) et b) est un zoom des cas c) et d).

Une explication qualitative de la dynamique peut être explicitée à partir des simulations temporelles. La description de la dynamique est présentée à partir de la figure 1.11. Au point 1, la décharge est en mode capacitif, et à partir du point 1, la décharge est en mode inductif. L'attachement est important : terme source pour les ions négatifs dont la densité augmente et terme de perte pour les électrons dont la densité diminue. Au point 2, la densité électronique ne permet plus un couplage inductif efficace et elle chute brutalement pour atteindre un mode capacitif. Cette chute est associée à une augmentation brutale de la température électronique. Au point 3, l'attachement est faible et la densité électronique augmente. Le terme de création des ions négatifs étant faible mais le terme de perte (majoritairement par recombinaison) restant important, leur densité décroît lentement. Au point 4, la densité électronique est telle que le couplage inductif est à nouveau efficace et elle augmente rapidement. Cette augmentation est associée à une chute de température.

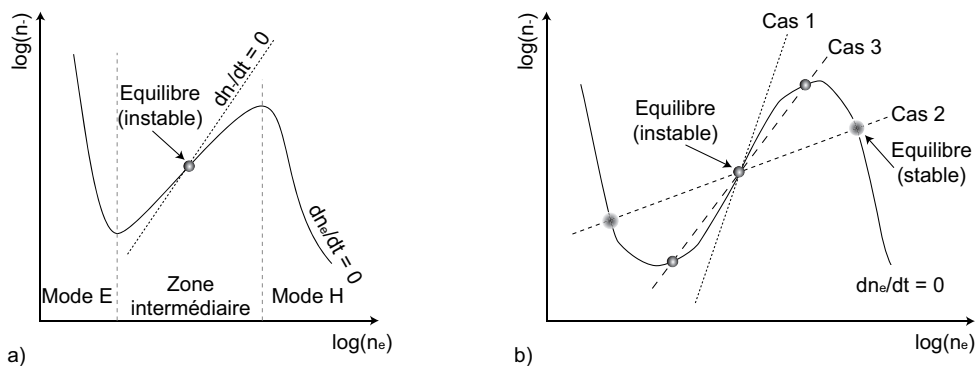


FIG. 1.9 : (a) Représentation des équilibres du système dynamique dans le plan de phase (n_e, n_-) . (b) Conditions de développement de la dynamique dans le plan de phase.

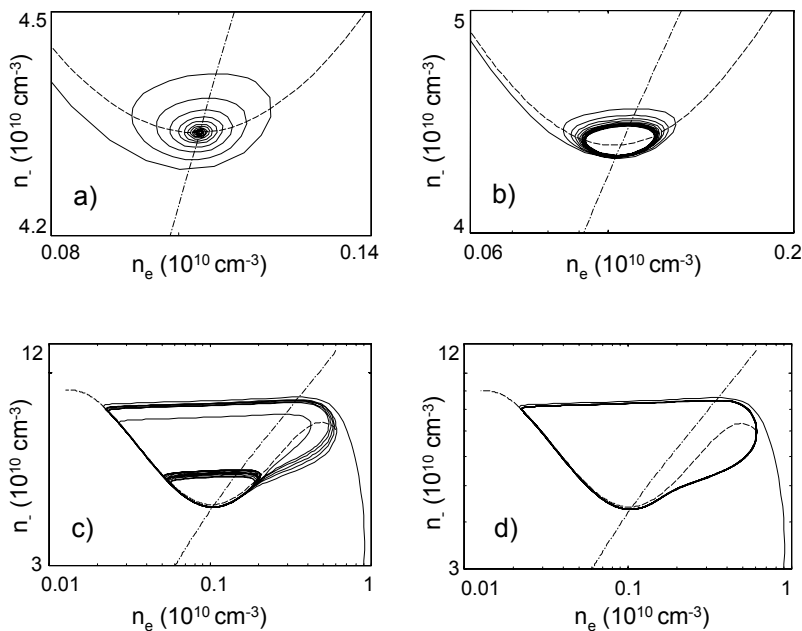


FIG. 1.10 : Représentations des oscillations dans le plan de phase (n_e, n_-) (a) naissance de l'instabilité, (b) croissance du cycle (bifurcation de Hopf), (c) régime chaotique, (d) oscillations de relaxation périodiques. D'après (Lichtenberg et al., 2001).

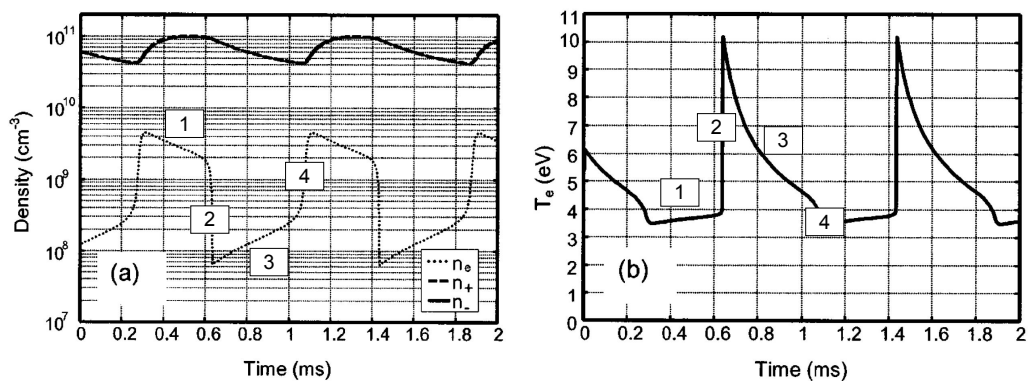


FIG. 1.11 : *Evolutions temporelles des densité et température électroniques pour le modèle des oscillations de relaxation. D'après (Marakhtanov et al., 2003)*

Confrontation avec les résultats expérimentaux Le modèle décrit précédemment reproduit quantitativement l'ensemble des observations expérimentales. Quelques divergences qualitatives seront toutefois explicitées. Des mesures expérimentales des paramètres résolus en temps au cours des oscillations (Corr *et al.*, 2003; Marakhtanov *et al.*, 2003) sont correctement reproduites par le modèle. En particulier les trajectoires dans le plan de phase sont très similaires (Chabert *et al.*, 2003a). Cependant un décalage d'un ordre de grandeur de densité apparaît, avec des densités plus petites pour le modèle. Les fréquences d'oscillations sont aussi un ordre de grandeur plus faibles dans le modèle.

Le modèle développé fait intervenir la puissance couplée au plasma, et dépend donc du circuit électrique extérieur. Il a été montré, expérimentalement comme théoriquement, que la circuit extérieur est très important. Ainsi la modification de l'accord en impédance peut engendrer de grandes modifications de la dynamique. Le modèle prévoit l'existence d'une instabilité inductive même lorsque le couplage capacitif est absent (Chabert *et al.*, 2003a).

La diversité des dynamiques, déjà mentionnée dans le paragraphe précédent, a été observée expérimentalement (Corr *et al.*, 2005).

Notons finalement que le contrôle de ces oscillations de relaxation est possible. La diminution du couplage capacitif par l'utilisation d'un écran Faraday a montré son efficacité (Marakhtanov, 2002; Marakhtanov *et al.*, 2003). Cette technique est toutefois limitée aux seules oscillations de relaxation entre les modes E et H, et ne permet pas le contrôle de l'instabilité inductive (Chabert *et al.*, 2003a). Un contrôle par rétroaction est aussi possible (Goodman & Benjamin, 2003), mais ni les détails de sa mise en œuvre, ni les résultats

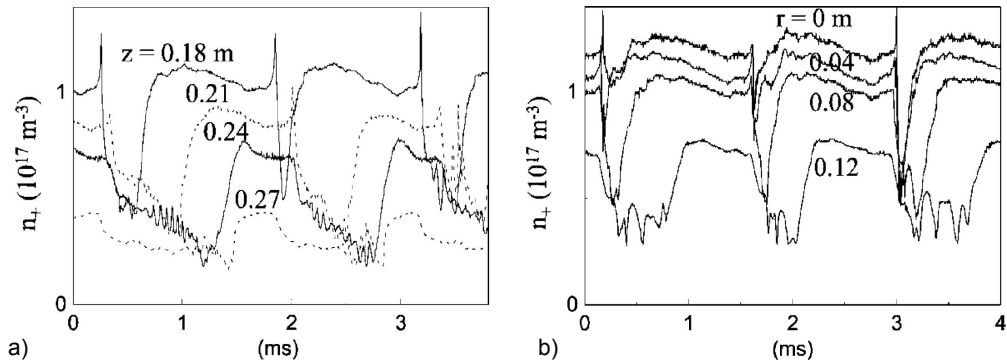


FIG. 1.12 : *Evolutions temporelles axiale (a) et radiale (b) des flux ioniques positifs dans le cas de l'instabilité de transport. D'après (Tuszewski et al., 2003)*

exprimés en fonction des paramètres physiques n'ont été explicités.

La dynamique des oscillations observées et modélisées peut être rapprochée de celle qui a été observée dans un réacteur inductif en présence de poudres (Keudell & Bauer, 2004). En fonction des paramètres plasmas la localisation des poudres changent. Ce transport des poudres modifie le couplage énergétique au plasma et des oscillations entre les modes E et H sont aussi observées, pour des raisons très différentes.

"Downstream instability" : une instabilité de transport

L'instabilité de transport a été observée uniquement dans un réacteur, à Los Alamos. Cette instabilité présente un caractère propagatif notable, comme les résultats reproduits en figure 1.12 le montrent. Les fluctuations de flux ioniques reproduites correspondent aux fluctuations sous le dôme. La modulation des paramètres plasmas dans le dôme est beaucoup plus faible. Ce phénomène n'a pas été observé lorsque le dôme a été remplacé par un plateau, qui limite la diffusion du plasma (Tuszewski & White, 2003). De plus, les fluctuations temporelles des paramètres plasmas n'ont été observées que pour des concentrations de gaz électronégatifs supérieures à une concentration critique. Une analyse de stabilité linéaire des équations fluides et cinétiques des phénomènes observés dans la source est présentée dans (Tuszewski & Gary, 2003).

Objectifs du travail présenté et organisation du manuscrit

Mon projet de thèse initial s'inscrivait dans la lignée des travaux sur les instabilités qui viennent d'être présentés. Il visait à l'étude de la stabilité des plasmas utilisés pour la gravure de nano et micro-structures sur matériaux durs. L'objectif principal était de caractériser la stabilité d'un réacteur hélicon en mélange $\text{Ar/SF}_6/\text{O}_2$ utilisé pour la gravure de SiC . Un contrat de recherche en relation avec ces travaux a d'ailleurs été conclu avec Thalès en 2003 sur ce sujet. Ce travail devait se placer dans la continuité des travaux sur les instabilités de source et en particulier étudier la transition H/W du réacteur hélicon en présence d'ions négatifs. Cette transition pourrait être soumise à des oscillations de relaxation similaires aux oscillations de relaxation entre les modes E et H des décharges inductives. Le modèle des oscillations de relaxation peut en effet être transposé à la transition H/W. Notre contribution à cette étude s'est finalement révélée secondaire ; elle est développée dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

Le cœur du travail présenté est basé sur une investigation expérimentale détaillée de l'instabilité de transport. En effet, il est apparu que le réacteur est soumis à cette instabilité pour un grand nombre de conditions expérimentales. Nous avons mis en évidence que cette instabilité de transport est liée à la formation et à la propagation périodique d'une double couche (structure non linéaire de potentiel similaire à une gaine interne). Cette étude est décrite en détail dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

Nous avons montré que la double couche propagative devient statique sous certaines conditions particulières de mélange gazeux. Cette caractéristique permet des mesures précises des caractéristiques du plasma en présence de cette double couche et des comparaisons avec un modèle d'équilibre. Ces résultats sont présentés et développés dans le chapitre 4. L'étude de la double couche statique présente des similarités importantes avec la double couche en plasma magnétisé très basse pression découverte par l'équipe australienne au sein de laquelle j'ai séjourné 2 mois en 2004. A cette occasion, j'ai collaboré avec cette équipe sur cette thématique. Nous avons ensuite mené au LPTP, sous l'impulsion et le financement de l'Agence Spatiale Européenne, une étude de la double couche magnétisée comme concept de propulsion spatiale. Ces résultats ne sont pas reproduits dans ce manuscrit. Notons enfin que la thématique de propulsion spatiale sera développée dans le futur à partir des résultats présentés au chapitre 5, relatifs au confinement des espèces chargées. Le travail présenté dans ce manuscrit s'insère ainsi à la fois dans la thématique des plasmas basse pression technologiques et dans celle des plasmas de propulsion spatiale.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Sommaire

2.1	Le réacteur hélicon	33
2.2	Les diagnostics	36
2.2.1	Sonde courant-tension radiofréquence	36
2.2.2	Diagnostics plasma de nature électrique	36
2.2.3	Diagnostic optique : photodétachement induit par laser	48

2.1 Le réacteur hélicon

Le réacteur expérimental sur lequel l'ensemble des résultats présentés dans ce manuscrit ont été acquis est présenté en figure 2.1. Ce dispositif, d'un volume de 24 L, fonctionne à très basse pression, dans la gamme 0,05 Pa à 2 Pa. Le pompage est assuré par une pompe primaire Leybold (pompe à lubrification fomblain $40 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$ permettant le pompage de gaz réactifs et une pompe turbomoléculaire Alcatel 450 L s^{-1} fixée en haut du réacteur. Cette dernière est balayée par un flux d'azote pour permettre le pompage de gaz corrosifs (contenant du fluor ou de l'oxygène). Le réacteur en lui-même peut être décomposé en deux parties : la source et la chambre de diffusion. La source est constituée d'un tube en pyrex (longueur 32 cm, rayon interne 6,5 cm, épaisseur 1,5 cm) entourée d'une antenne radiofréquence de type double selle à cheval (Boswell, 1970). L'ensemble est inséré dans un tube en aluminium assurant un blindage radiofréquence (les parties métalliques sont représentées en trait épais sur la figure 2.1). La source est terminée par une grille flottante.

La chambre de diffusion se situe sous la source. Il s'agit d'un cylindre en aluminium de hauteur 26 cm, et de diamètre 32 cm. L'injection du gaz et

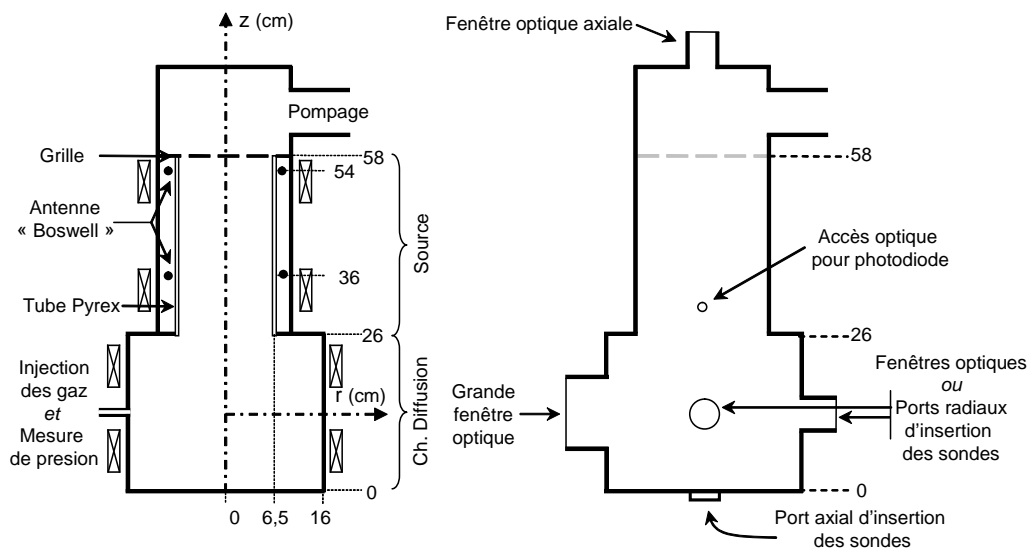


FIG. 2.1 : Schéma du réacteur hélicon : coupe et schéma extérieur.

la mesure de la pression par une jauge baratron MKS se font dans le plan médian de la chambre de diffusion.

Des bobines d'induction statique permettent la création d'un champ d'induction magnétique dans le réacteur. Deux couples de bobines peuvent être alimentés indépendamment : un couple de bobines autour de la source et un couple de bobines autour de la chambre de diffusion.

Les mesures présentées ont été effectuées d'une part sur l'axe de symétrie axiale du réacteur (axe z) et sur un rayon du plan médian de la chambre de diffusion (axe r). La chambre de diffusion possède une grande fenêtre optique qui permet une visualisation du plasma, ainsi que trois ports d'accès dans des directions perpendiculaires (voir figure 2.1). Ces ports peuvent être munis de brides vide KF ou ultra vide par lesquelles les sondes électriques sont insérées. Le déplacement des sondes est assuré par un translateur sous vide d'extension 30 cm. Les ports peuvent aussi être munis de fenêtres optiques pour les diagnostics optiques.

Les sondes peuvent être insérées par le bas de la chambre de diffusion, et une fenêtre optique peut être installée à l'extrémité haute du réacteur.

D'autre part un trou à $z \approx 30$ cm dans le blindage de la source permet la mesure de l'émission optique intégrée sur un diamètre de la source par une photodiode rapide large bande (400 - 800 nm).

Le couplage électrique à l'antenne radiofréquence est assurée par un gé-

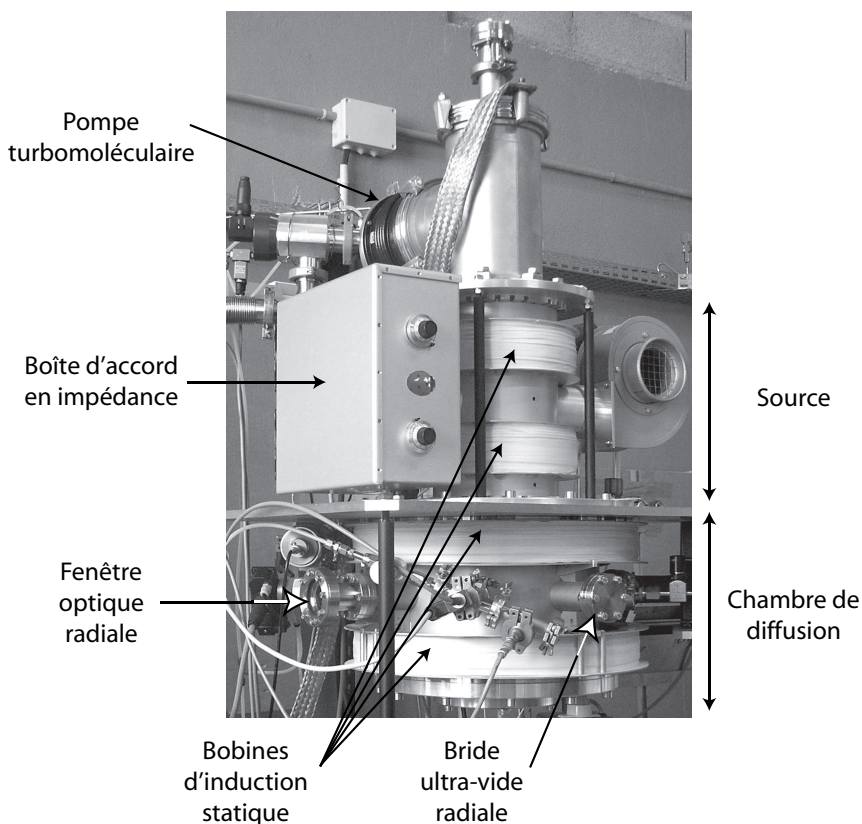


FIG. 2.2 : Photographie du réacteur hélicon.

nérateur RFPP modèle RF30H, de fréquence 13,56 MHz et de puissance maximale 3000 W, par l'intermédiaire d'une boîte d'accord en L (Lieberman & Lichtenberg, 2005). La boîte d'accord permet de minimiser la puissance réfléchie par le système boîte d'accord - antenne - plasma. Les puissances spécifiées dans le texte sont les puissances réellement couplées à l'antenne radiofréquence (Puissance incidente - Puissance réfléchie). Le couplage d'une puissance de 1000 W au plasma du réacteur correspond à une puissance volumique moyenne de 400 mW cm^{-3} .

Le mélange gazeux est contrôlé par des débitmètres, et les pressions partielles des différents gaz sont modifiées par changement du débit massique. Les résultats présentés font intervenir des mélanges d'argon (Ar) et d'hexafluorure de soufre (SF_6) ou bien d'argon (Ar) et de dioxygène (O_2). Les notations adoptées sont *mélange Ar/SF₆ (x :1-x) à la pression P* pour un mélange dont la pression partielle d'argon est xP . Les pressions spécifiées sont

les pressions totales lorsque le plasma est éteint. La pression en présence de plasma peut être sensiblement différente de la pression sans plasma pour deux raisons. La première est bien entendu la dissociation des molécules en mélange moléculaire. La seconde est liée au gradient de pression de neutre et au chauffage du gaz lorsque les densités électroniques sont importantes (Fruchtman *et al.*, 2005). Les débits volumiques typiques sont de l'ordre de 10 sccm (standard cubic cm - unité de débit volumique équivalent dans les conditions standard de pression et de température), soit un débit volumique de 1000 L s^{-1} à 0,13 Pa. Le temps de résidence est de l'ordre de 10 ms (très long devant l'inverse des fréquences de collisions à 0,13 Pa).

2.2 Les diagnostics

Deux types de diagnostics ont été utilisés : d'une part une sonde radiofréquence, détaillée en sous-section 2.2.1 et d'autre part des sondes permettant la mesure des divers paramètres plasmas. Ces dernières sont de nature électrique (sous section 2.2.2) et de nature optique (sous section 2.2.3).

2.2.1 Sonde courant-tension radiofréquence

La mesure des courants et tensions radiofréquences a été effectuée grâce à la sonde mise au point par S. Dine au cours de sa thèse. Ce travail a d'ailleurs donné lieu à un dépôt de brevet. Une explication détaillée de son fonctionnement se trouve dans son manuscrit (Dine, 2006). Le principe réside dans la mesure simultanée de la tension et du courant radiofréquence. La tension est mesurée par un couplage capacitif dans la sonde de géométrie coaxiale. La mesure de la tension induite par le passage du courant radiofréquence dans une gorge permet de remonter à la mesure de ce courant radiofréquence. L'avantage de cette sonde réside d'une part dans la mesure simultanées des deux grandeurs électriques, mais aussi dans la nature dérivative de la mesure de courant ($E_{\text{induit}} \propto \partial_t H$) et de tension qui ne limite pas la bande spectrale de mesure.

2.2.2 Diagnostics plasma de nature électrique

Sondes de Langmuir

Le diagnostic électrique dans les plasmas le plus ancien est sans conteste la sonde de Langmuir (Mott-Smith & Langmuir, 1926). Le principe réside dans l'interprétation de la caractéristique courant-tension d'un filament introduit dans le plasma. Cette technique permet, dans des conditions idéales, la mesure de l'ensemble des paramètres plasmas. Cette interprétation est basée sur une description du comportement des particules chargées dans

la gaine créée face à ce filament. Les principes simples de l'utilisation des sondes de Langmuir dans les plasmas radiofréquence basse pression sont donnés dans la suite de la section. Le lecteur intéressé pourra se reporter à des ouvrages de références comme (Chen, 1965) et (Hershkowitz, 1989) ou le très synthétique mini-cours (Chen, 2003). Une étude détaillée du traitement automatique des courbes de sonde est présenté dans le rapport (Magnus & Gudmundsson, 2002).

Principe La figure 2.3(a) présente une relation courant-tension schématique d'une sonde de Langmuir (avec la convention usuelle pour laquelle le courant électronique est positif). Trois zones peuvent être différenciées. Lorsque le potentiel de la sonde est très négatif par rapport au potentiel plasma (zone I), seuls les ions positifs sont collectés. La vitesse thermique ionique positive étant faible, le courant est faible. Lorsque le potentiel est supérieur au potentiel plasma (zone III), seuls les électrons sont collectés. La vitesse thermique électronique étant importante, ce courant est très supérieur au courant de saturation ionique. Pour des tensions de polarisation intermédiaires mais inférieures au potentiel plasma, certains électrons passent la barrière de potentiel du fait de leur température importante (quelques volts). Le potentiel flottant est le potentiel pour lequel le courant est nul (égalité des courants ioniques et électroniques). Le potentiel plasma est le potentiel pour lequel la saturation électronique se produit. Pour les tensions de polarisation V inférieures au potentiel plasma, la caractéristique suit une évolution du type $I_{e0} \exp\left(\frac{V - V_p}{T_e}\right)$ (dans le cas d'une distribution électronique maxwellienne) qui permet de remonter à la température électronique. Pour un filament de surface A , v_{Th} étant la vitesse thermique des espèces, le courant de saturation ionique permet de mesurer la densité ionique

$$n_+ = \frac{I_{sat} +}{hAeu_B} \quad \text{avec} \quad u_B = \sqrt{\frac{eT_e}{m_+}}$$

et le courant de saturation électronique la densité électronique

$$n_e = \frac{4I_{sat\ e}}{Aev_{Th\ e}} \quad \text{avec} \quad v_{Th\ e} = \sqrt{\frac{8eT_e}{\pi m_e}}$$

Cependant, dans la plupart des situations, la caractéristique ne présente pas une évolution aussi simple (voir figure 2.3). L'extension de la gaine avec la tension de polarisation ne permet pas d'avoir de saturation ni pour la partie ionique, ni pour la partie électronique. Le potentiel plasma est alors déterminé au point d'inflexion de la caractéristique I-V.

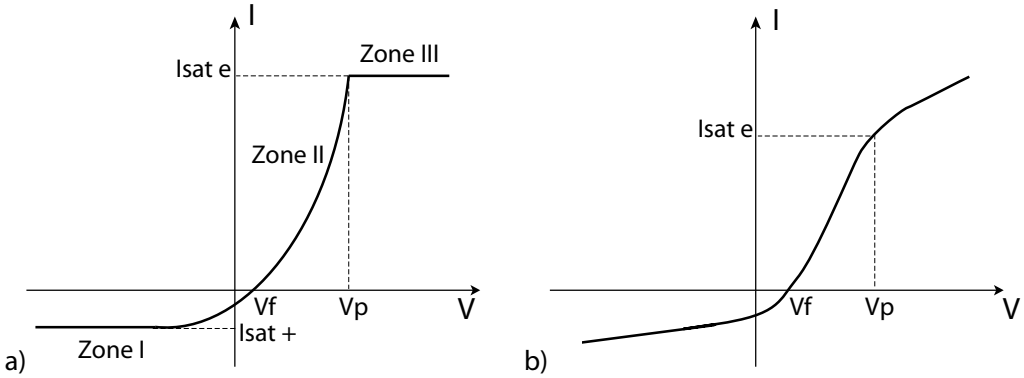


FIG. 2.3 : Principe de fonctionnement d'une sonde de Langmuir (a) cas idéal, (b) cas réel. V_p est le potentiel plasma, V_f le potentiel flottant.

Fonctionnement en environnement radiofréquence Dans un environnement où les paramètres plasmas sont modulés, la description précédente n'est plus valable. Lorsque le plasma est créé par couplage radiofréquence, les paramètres plasma sont modulés à la fréquence d'excitation. En particulier le potentiel plasma subit une excursion $V_p(t) = V_{p0} + V_{rf} \sin(\omega_{rf}t)$. En supposant une distribution maxwellienne électronique sans modulation radiofréquence de ses paramètres, le courant collecté dans la zone II (pour des temps d'acquisition longs devant la période rf) s'écrit

$$I = I_{e0} \frac{2\pi}{\omega_{rf}} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega_{rf}}} \exp\left(\frac{V - V_{p0} - V_{rf} \sin(\omega_{rf}t)}{T_e}\right) dt = I_{e0} \exp\left(\frac{V - V_{p0}}{T_e}\right) I_0\left(\frac{V_{rf}}{T_e}\right)$$

où I_0 est la fonction de Bessel modifiée de première espèce d'ordre 0. La mesure est ainsi perturbée par la modulation radiofréquence du potentiel plasma ; et le phénomène est aggravé si les paramètres électroniques sont modulés.

Les méthodes utilisées pour minimiser cette perturbation sont regroupées sous l'appellation "compensation radiofréquence". Celle qui est appliquée dans le cas présent est une compensation passive (Gagné & Cantin, 1972) (dont une présentation détaillée dans le cas d'un plasma hélicon est donnée dans (Sudit & Chen, 1994)). Le principe est de laisser flotter le filament à la fréquence rf, tout en maintenant une polarisation continue fixée. La différence de potentiel continue entre le filament et le plasma est donc constante. Cette condition est réalisée en insérant des inductances dont les fréquences de résonance se situent à 13,56 et 27,12 MHz (Z_{ck}). Le courant

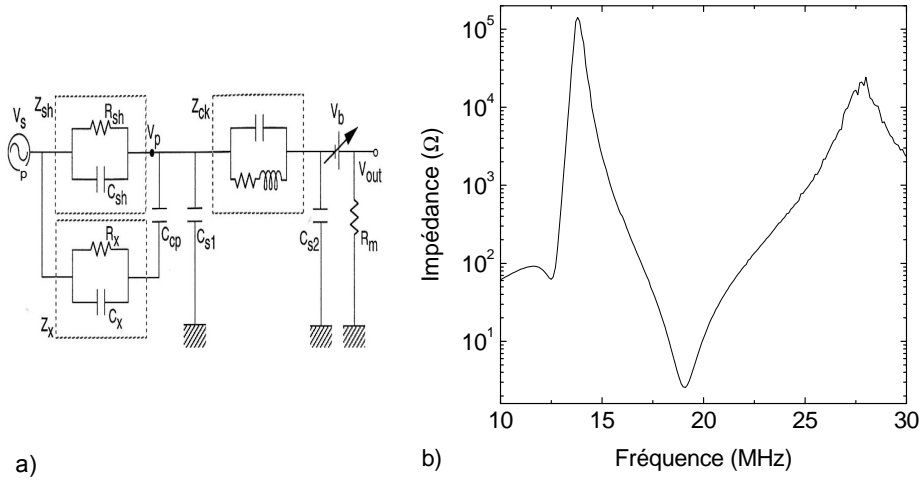


FIG. 2.4 : (a) Schéma équivalent du système plasma-sonde-mesure avec compensation passive (d'après (Sudit & Chen, 1994)) et (b) impédance typique de l'assemblée d'inductances de compensation utilisée.

collecté par la sonde n'est pas suffisant pour charger la capacité parasite C_{s1} . On introduit alors une électrode secondaire (d'impédance Z_x) connectée au filament par une capacité de grande valeur C_{op} . Le schéma retenu est donné en figure 2.4(a). L'impédance de la gaine est Z_{sh} , la capacité des câbles de connexion C_{s2} et la résistance de mesure R_m . L'assemblage des inductances (Z_{ck}) consiste en trois éléments, dont deux présentent une résonance à 13,56 MHz et une à 27,12 MHz. Un relevé typique de l'impédance de l'assemblée est donné en figure 2.4(b).

L'implantation que j'ai adoptée pour la sonde de Langmuir est représentée en figure 2.5. Le filament est relié à un porte filament anodisé jouant le rôle d'électrode secondaire (la capacité C_{op} étant la capacité de la faible couche anodisée). Est ensuite présente l'assemblée d'inductance de compensation. Puis le signal est connecté vers l'extérieur du réacteur par un câble coaxial dont la masse est connectée le plus directement possible à l'enceinte du réacteur grâce à un système de connectique BNC hermétique. Deux longueurs de sondes sont disponible, pour sonder la chambre de diffusion ou la source.

Le temps de réponse minimal de la sonde est supérieur au produit $C_{s2}R_m$ soit 200 ns en supposant tous les autres temps de réponse inférieurs (Sudit & Chen, 1994). Ainsi les dynamiques jusqu'à 1 μ s peuvent être considérées comme correctement mesurées.

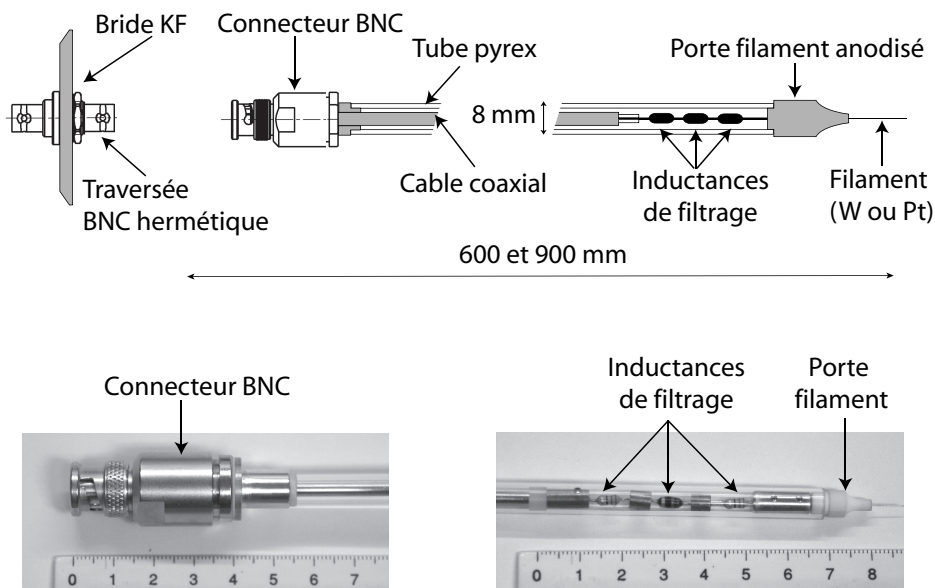


FIG. 2.5 : Sonde de Langmuir développée pour le réacteur hélicon.

Influence de champ magnétique statique L'anisotropisation du plasma par la présence d'un champ d'induction statique modifie fortement l'analyse des caractéristiques de sondes, en particulier pour la partie électronique. Des modèles ont été développés pour tenir compte des modifications apportées (Rubinstein & Laframboise, 1983; Demidov *et al.*, 1999). Cependant, nous n'avons pas apporté de corrections dans le cas où un champ magnétique est présent : son amplitude est suffisamment faible pour ne pas trop perturber les caractéristiques de sonde (lorsque le diamètre du filament est inférieur au rayon de Larmor, estimé autour de 1 mm (voir chapitre 5)).

Traitement des signaux et paramètres plasmas En régime stable, les acquisitions ont été effectuées grâce au système automatisé Smart Soft de Scientific System (Hopkins & Graham, 1986), qui mesure une caractéristique sur 200 points (l'intervalle entre deux tensions de polarisation ΔV étant de l'ordre de 0,2 à 0,5 V). Le traitement des caractéristiques de sondes de Langmuir a été effectué de deux manières : soit par l'intermédiaire d'un script de traitement que j'ai écrit, soit automatiquement par le logiciel Scientific System. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont identiques.

Le potentiel plasma est déterminé comme étant le point pour lequel la dé-

rivée seconde s'annule. La méthode de calcul retenue est basée sur le filtrage de Savitzky Golay ¹ (SG) (Savitzky & Golay, 1964), comme suggéré dans (Magnus & Gudmundsson, 2002). La détermination du potentiel plasma est d'autant meilleure que l'intervalle d'approximation du filtre est petit ($m = 3$ est un bon compromis). Le filtrage SG n'étant valide que pour une répartition uniforme des échantillons de tension, la dérivée seconde du courant par rapport à la tension de la sonde est calculée par $\frac{d^2 I}{dV_{\text{sonde}}^2} = \frac{d^2 I}{dV_{\text{polar}}^2} \left(1 - R \frac{dI}{dV_{\text{polar}}}\right)^{-3}$ (Sudit & Woods, 1993), où V_{polar} est la tension de l'alimentation polarisant la sonde (dont les échantillons sont répartis uniformément). L'erreur d'évaluation du potentiel plasma peut alors être identifiée à $2\Delta V$, soit entre 0,4 et 1 V.

La température électronique est évaluée par une approximation linéaire du logarithme du courant électronique I_e . Ce dernier est calculé comme $I_e = I_{\text{total}} - I_+$, où I_+ est la composante ionique positive. Cette dernière est considérée comme évoluant proportionnellement à $\sqrt{V - V_p} + C^{te}$, selon la théorie "Orbital Motion Limited" (Mott-Smith & Langmuir, 1926). L'approximation linéaire est valable autour de V_f (figure 2.6(c)).

La densité électronique est évaluée à partir du courant collecté par la sonde lorsque celle-ci est polarisée au potentiel plasma, pour lequel la gaine est d'extension est nulle.

La caractéristique courant-tension permet aussi de déterminer les fonctions de distribution (fdee) et fonctions de probabilité en énergie électronique (fpee) (Lieberman & Lichtenberg, 2005). Leurs définitions font appel aux dérivées secondes du courant électronique, évaluées par filtrage SG :

$$\text{fdee}(V) = \frac{2m_e}{e^2 A} \sqrt{\frac{2eV}{m_e}} \frac{d^2 I_e}{dV^2} \quad \text{et} \quad \text{fpee}(V) = V^{-1/2} \text{fdee}(V)$$

La densité électronique et une température électronique effective (2/3 de la moyenne de l'énergie - second moment de la fonction de distribution) sont alors évaluées par

$$n_e = \int_0^{+\infty} \text{fdee}(V) dV \quad \text{et} \quad T_{\text{eff}} = \frac{2}{3n_e} \int_0^{+\infty} V \text{fdee}(V) dV$$

¹Le filtrage de Savitsky Golay consiste à approximer, pour tous les segments de longueur $2m + 1$ centré sur l'échantillon d'indice P, les échantillons par un polynôme d'ordre k (polynôme $a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + \dots + a_k x^k$). Cette technique permet alors d'évaluer, pour l'échantillon d'indice P, le signal filtré a_0 , la dérivée première a_1 , la dérivée seconde $2a_2$... Cette technique de calcul numérique de dérivées permet d'éviter les problèmes liés à l'amplification du bruit haute fréquence par les techniques classiques.

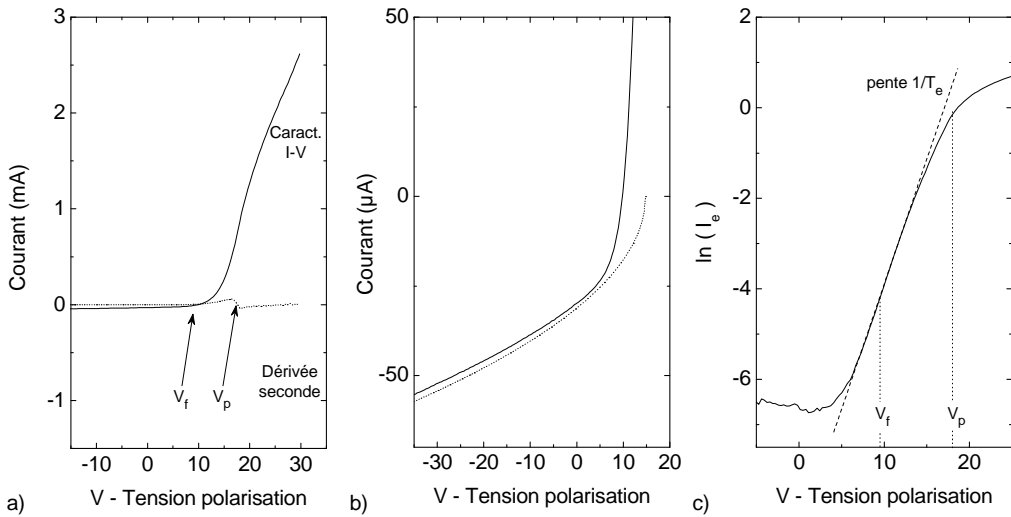


FIG. 2.6 : (a) Exemple de caractéristique de sonde de Langmuir et sa dérivée seconde associée (filtrage SG sur segment de longueur 7), (b) zoom de la caractéristique ionique et de son approximation, (c) fit linéaire pour la détermination de T_e .

Les difficultés expérimentales de la mesure de f_{dee} sont analysées en détail dans (Godyak *et al.*, 1992), en particulier la sensibilité au circuit de mesure, importante à basse énergie.

Système de mesure résolu en temps Afin de pouvoir mesurer les paramètres plasmas lorsque ce dernier présente un caractère modulé périodiquement, j'ai mis au point un système de mesure résolu en temps. Notons T la période de modulation du plasma (très grande devant la période radio-fréquence). Le principe consiste à polariser la sonde à une tension donnée pendant N périodes T (N de l'ordre de 20 à 100), et à enregistrer le courant collecté sur un oscilloscope numérique grande mémoire (Yokogawa DL1640). L'émission optique, mesurée par photodiode, permet d'avoir une référence de phase et est enregistrée simultanément. Une fois les acquisitions du courant et du signal optique terminées, la tension de polarisation est modifiée et le processus itéré. Lorsque la séquence d'acquisition est terminée, la mémoire de l'oscilloscope est transférée sur ordinateur.

Un script de traitement de ces signaux permet alors de reconstruire les caractéristiques courant-tension à chaque instant de la période T . Pour un échantillonnage à environ $T/100$, chacune des périodes T est extrapolée sur un vecteur de longueur 1000. La référence en phase est donnée par le signal

optique. La moyenne de ces vecteurs sur les N périodes permet de reconstruire pour chaque tension de polarisation le courant collecté au cours d'une période T de modulation. Des caractéristiques courant-tension sont alors reconstruites pour chaque instant de la période T . Ces caractéristiques sont alors analysées selon la méthode décrite précédemment.

Les profils spatiotemporels sont alors reconstruits en juxtaposant les acquisitions résolues en temps acquises séquentiellement pour différentes positions de la sonde.

Mesure des courants de saturation ionique

Sonde plane avec anneau de garde La caractéristique de la figure 2.6(b) montre que le courant ionique ne sature pas. Ceci est dû à l'expansion de la gaine avec la tension de polarisation. Il existe une possibilité de s'affranchir de cet effet en utilisant une sonde plane avec anneau de garde. La géométrie retenue est dessinée en figure 2.7. Un disque et un anneau concentriques sont polarisés au même potentiel. L'extension de la gaine pour deux tensions négatives est représentée sur la figure. Cependant, quelle que soit la tension de polarisation (très négative par rapport au potentiel plasma), le courant collecté par le disque central présente une saturation ; l'augmentation n'étant observée que sur l'anneau de garde.

Notons que le retour de masse des connecteurs coaxiaux s'effectue par l'intermédiaire du système de mesure (alimentation de polarisation, voltmètre, oscilloscope) à la différence de la sonde de Langmuir. Ceci limitera fortement la pertinence de la mesure lorsque les paramètres plasma seront modulés.

Réseau de sondes Dans le cas de l'observation de phénomènes propagatifs, il est intéressant de pouvoir mesurer les paramètres plasmas simultanément en plusieurs endroits du plasma. J'ai mis en place un réseau de quatre petites sondes cylindriques non compensées représenté en figure 2.8. Ces sondes sont polarisées à -36 V par de petites batteries de 9 V, et permettent l'observation précise des phénomènes propagatifs.

Une mesure du déphasage entre les signaux issus de deux sondes (par exemple par recherche du maximum de la fonction d'intercorrélacion) permet de déduire la vitesse de phase des ondes observées.

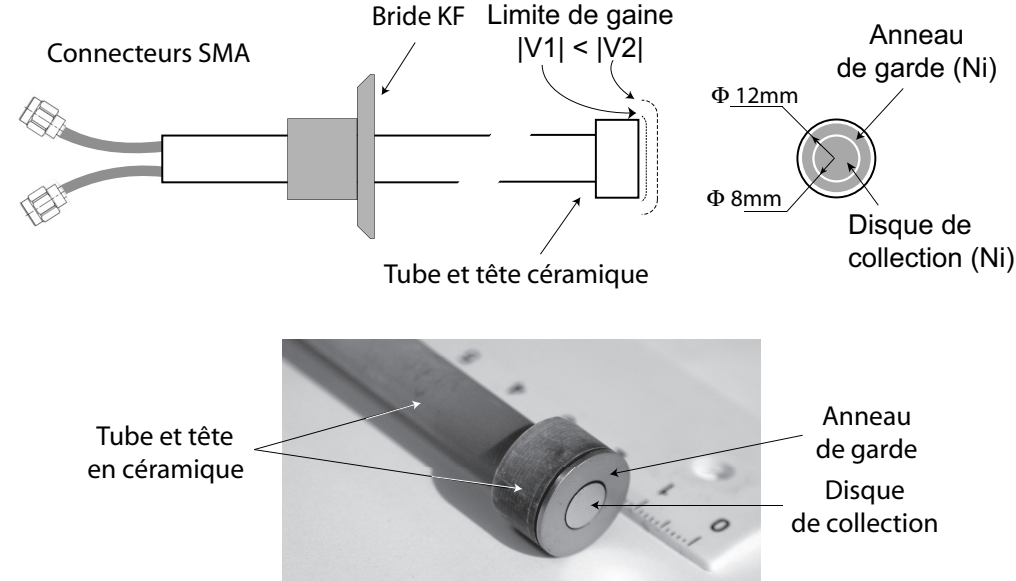


FIG. 2.7 : La sonde plane avec anneau de garde.

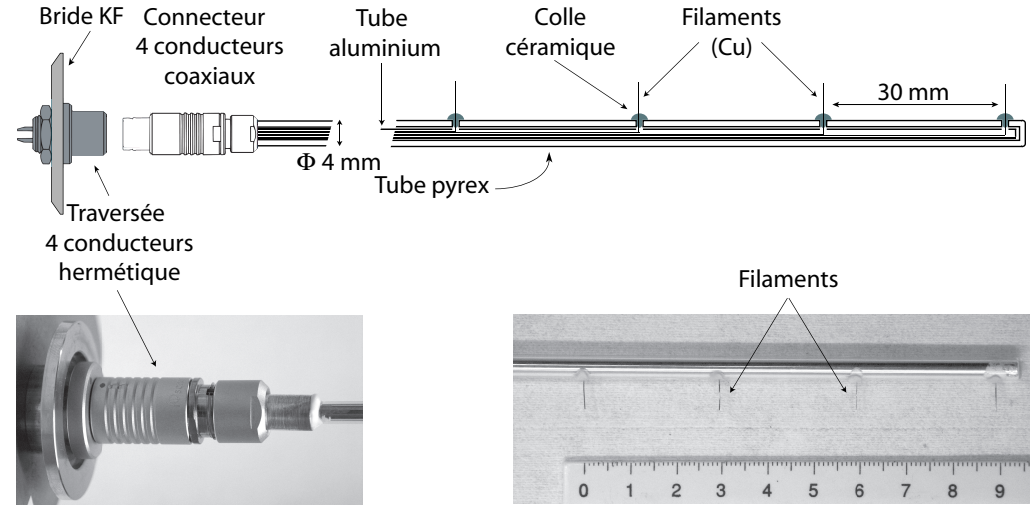


FIG. 2.8 : Réseau de quatre sondes pour l'observation des phénomènes propa-
gatifs.

Les sondes électrostatiques en plasmas électronégatifs

L'interprétation des caractéristiques de sonde est basée sur un modèle du comportement des espèces chargées dans la prégaîne et dans la gaine créée autour du filament de collection. Nous avons mis en évidence dans l'introduction les modifications de la gaine qui surviennent en plasma électronégatif. Il est important d'introduire ces changements pour obtenir une interprétation correcte des caractéristiques de sonde. Dans ce cas, il est alors possible de mesurer l'électronégativité α et d'en déduire les densités de toutes les espèces chargées en supposant la neutralité. Une technique de mesure des paramètres plasmas en gaz électronégatif est traitée dans l'article de revue (Amemiya, 1990). Elle est basée sur l'interprétation de la dérivée seconde des caractéristiques I-V, qui, à proximité du potentiel plasma, donne des informations sur la dynamique des ions négatifs. Cependant, la contamination radiofréquence, la sensibilité de la sonde à l'état de surface du filament et le bruit de mesure rendent cette méthode peu fiable.

La technique que nous avons employée est détaillée dans (Chabert *et al.*, 1999) suite au modèle de gaine développé dans (Sheridan *et al.*, 1999a) qui a été présenté dans l'introduction.

Notons R le rapport du courant de saturation électronique d'une sonde de Langmuir (courant de sonde au potentiel plasma noté $I_e(V_p)$) au courant de saturation ionique de sonde plane I_{sat+} : $R = \frac{I_e(V_p)}{I_{sat+}}$. Le principe de l'interprétation consiste à comparer ce rapport R en plasma électropositif (en argon pur R_{Ar}) et en plasma électronégatif (mélange Ar/SF₆ R_{SF_6}) et à l'interpréter à partir du modèle de gaine présenté dans l'introduction.

$$R_{SF_6} = \frac{1}{868} R_{Ar} \sqrt{\frac{8m_+}{\pi m_e}} \frac{1}{F(\alpha)}$$

où $F(\alpha) = \Gamma_+(\alpha)/(n_{e0}C_s)$ est le flux d'ions positifs (normalisé au cas électropositif) à travers la gaine, qui dépend de l'électronégativité. Cette fonction $F(\alpha)$ est paramétrée par le rapport γ de la température des ions négatifs à la température électronique et par la masse de l'ion positif (ou de l'ion positif majoritaire dans le cas d'un plasma complexe) et possède deux branches, qui sont représentées sur la figure 2.9.

Cette technique possède l'avantage d'une mise en œuvre simple et de posséder une bonne résolution spatiale. Cependant, elle dépend fortement du rapport γ des températures des espèces négatives, difficile à mesurer. De plus, sa validité est limitée au cas des fortes électronégativités. En effet, comme le montre la figure 2.9, la fonction F est quasi-constante pour $\alpha < \alpha_c$ et ne permet pas une mesure de l'électronégativité inférieure à α_c (typiquement 3 dans les conditions rencontrées).

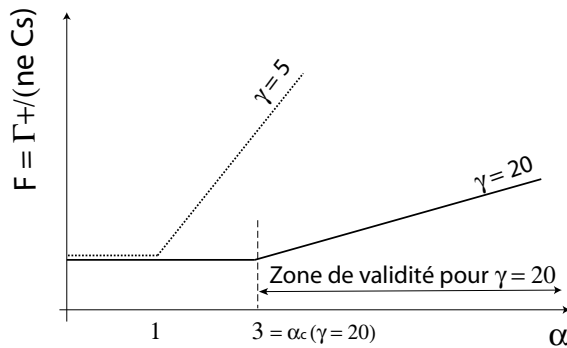


FIG. 2.9 : *Fonction $F(\alpha)$ utilisée pour la mesure de l'électronégativité par sondes, d'après (Chabert et al., 1999).*

Analyse en énergie des ions

L'analyse en énergie des espèces chargées est possible avec une version améliorée de sonde électrostatique. Il est alors nécessaire d'avoir plusieurs électrodes afin de discriminer l'énergie des espèces chargées. Des systèmes à 2 grilles (Ingram & Braithwaite, 1988) ou à 4 grilles (Böhm & Perrin, 1993) ont été développés. L'analyseur à quatre grilles qui a été utilisé est schématisé en figure 2.10. Les ions et les électrons entrent dans le système par la première grille, polarisée à la masse. La grille répulsive (R), polarisée très négativement, repousse les électrons. Les ions dont l'énergie est suffisante pour passer la barrière de potentiel de la grille discriminatrice (D) sont alors collectés au collecteur (C). Une grille secondaire (S), polarisée plus négativement que le collecteur permet de piéger les électrons secondaires émis lors de l'impact des ions sur le collecteur. La fonction de distribution en énergie des ions est alors déterminée par la dérivée du courant collecteur (A est la surface de collection et T la transparence de chacune des grilles) :

$$f(v) = -\frac{m_+}{e^2 A T^4} \frac{dI_C}{dV_D}$$

Pour l'implantation physique, le dessin développé par A. Perret et J. Guillon (Perret, 2004) a été repris. L'adaptation de l'analyseur au réacteur hélicon a été assurée par J. Miro au cours de son stage de maîtrise (Miro, 2005). L'analyseur est monté sur un tube en aluminium qui peut être translaté ; un pompage différentiel du tube est réalisé pour assurer un fonctionnement correct (pompe turbo et pompe primaire) - voir la figure 2.11.

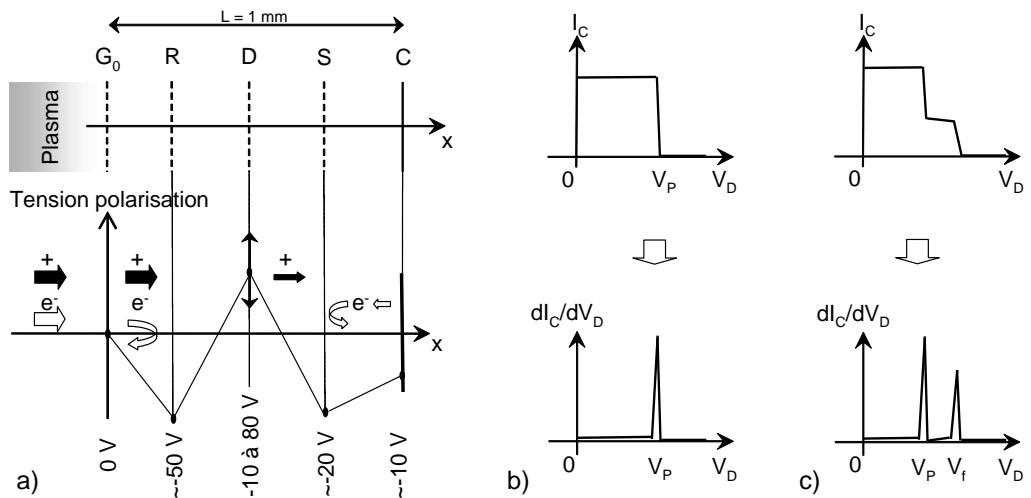


FIG. 2.10 : (a) Principe de fonctionnement de l'analyseur en énergie des ions, caractéristiques $I_C(V_D)$ dans le cas d'un plasma simple (b) et d'un plasma et d'un faisceau (c).

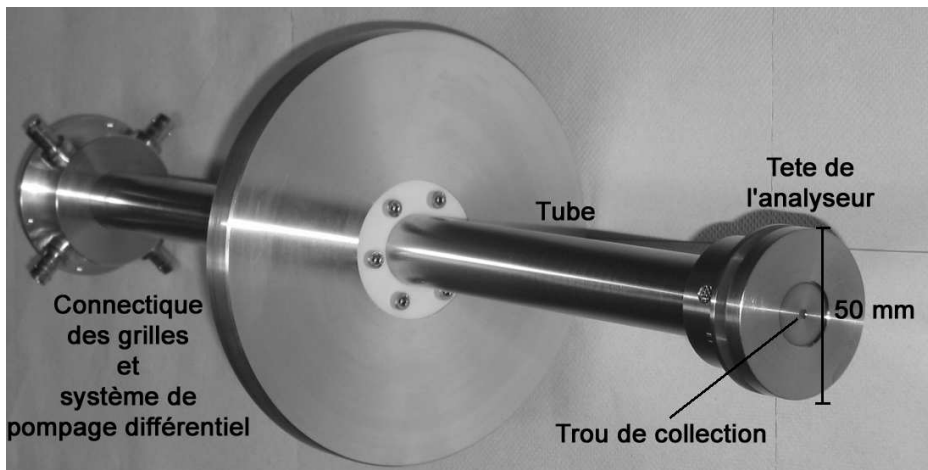


FIG. 2.11 : Photographie de l'analyseur en énergie des ions utilisé.

2.2.3 Diagnostic optique : photodétachement induit par laser

L'électronégativité peut aussi être déterminée par photodétachement induit par laser. Un faisceau laser, dont l'énergie est supérieure à l'affinité électronique, détache les ions négatifs par la réaction $A^- + h\nu \rightarrow A + e^-$. L'excédent d'électrons dans la zone illuminée est alors égal à la densité d'ions négatifs. La mesure, par sonde de Langmuir, de cet accroissement permet la mesure directe de l'électronégativité $\alpha = \frac{n_-}{n_e}$.

Une revue de détail de cette technique est donnée dans (Bacal, 2000).

Principe

La technique est basée sur la mesure du rapport du courant de saturation électronique d'une sonde lorsque le faisceau laser est absent à l'accroissement de courant lorsque le faisceau est présent. La durée de l'impulsion laser (laser Nd :YAG Spectra Physics Quanta Ray) est d'environ 10 ns avec un taux de répétition de 10 Hz. La mesure du courant collecté par la sonde en l'absence de faisceau est donc la valeur moyenne du courant ($I_{e\ dc}$). Le temps caractéristique de l'accroissement du courant électronique en présence du faisceau (ΔI_e) est de l'ordre de la microseconde : sa mesure nécessite donc l'utilisation d'un oscilloscope. Le circuit présenté en figure 2.12 permet la mesure simultanée du courant électronique moyen $I_{e\ dc}$ et de l'accroissement ΔI_e dû au détachement des ions négatifs. La sonde utilisée est la sonde de Langmuir sans compensation radiofréquence (figure 2.13). Le courant moyen $I_{e\ dc}$ est lu directement sur un voltmètre numérique, alors que l'accroissement du courant ΔI_e nécessite une analyse sur un oscilloscope numérique rapide (Lecroy WaveRunner 6100) [le circuit est dessiné de telle sorte que l'accroissement réel soit le double de l'accroissement mesuré à l'oscilloscope].

Une routine automatique sur oscilloscope, dont le schéma est présenté en figure 2.14, permet le traitement du signal de photodétachement. La première étape consiste à soustraire la composante radiofréquence aux instants pour lesquels il n'y a pas d'accroissement du courant pour obtenir un signal de photodétachement comprenant une composante radiofréquence importante (troisième signal sur figure 2.14). Une moyenne sur 100 à 200 tirs laser est nécessaire pour supprimer complètement les fluctuations radiofréquences et obtenir le signal de photodétachement final. La valeur à saturation de ce signal correspond à l'accroissement du courant dû au détachement des ions négatifs. Ce signal permet la mesure directe de l'électronégativité :

$$\alpha = 2 \frac{(\Delta I_e)_{\text{sat}}}{I_{e\ dc}}$$

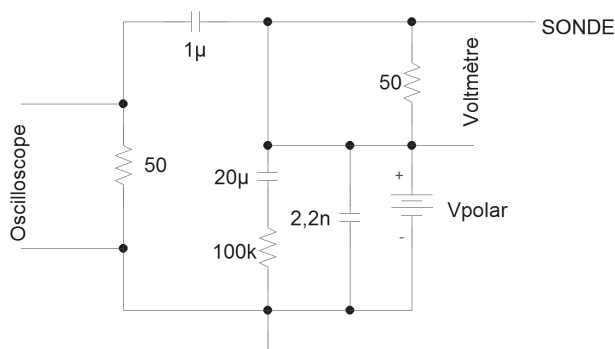


FIG. 2.12 : Schéma du circuit de polarisation de la sonde : le courant électronique moyen est lu sur voltmètre et le signal de photodétachement est analysé sur un oscilloscope numérique.

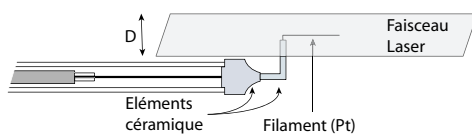


FIG. 2.13 : Schéma d'implantation la sonde utilisée pour le PL.

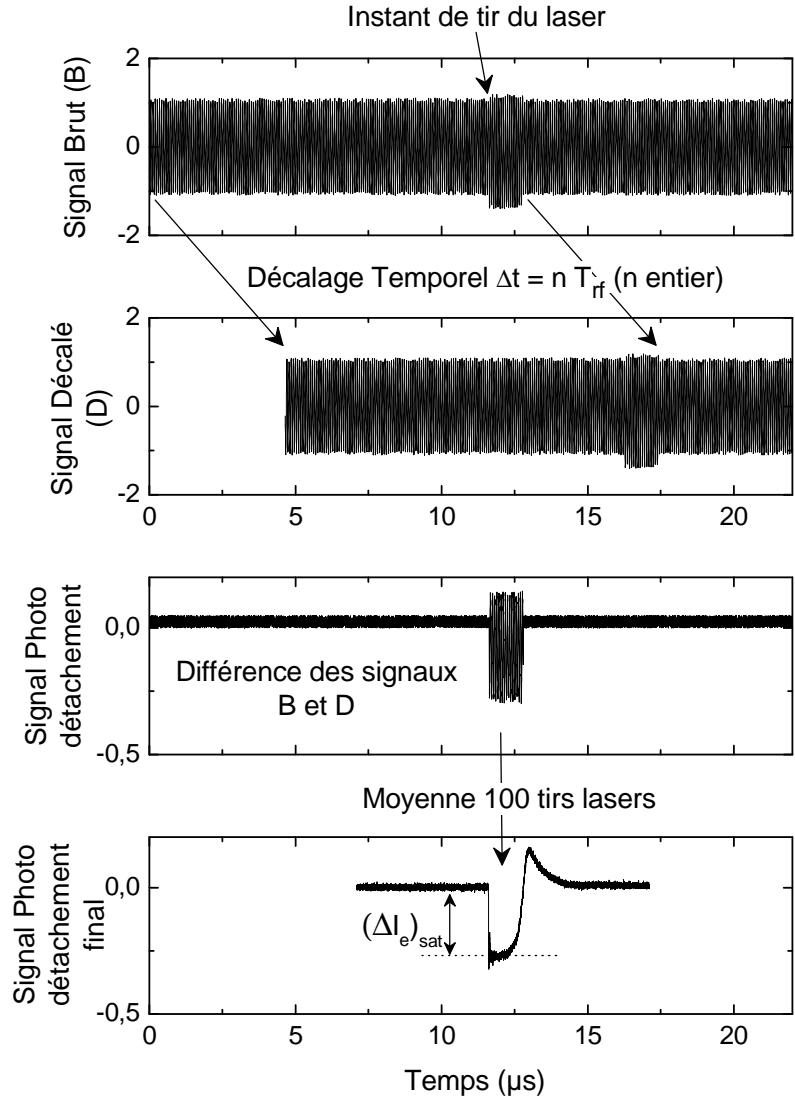


FIG. 2.14 : *Principe du traitement des signaux de photodétachement.*

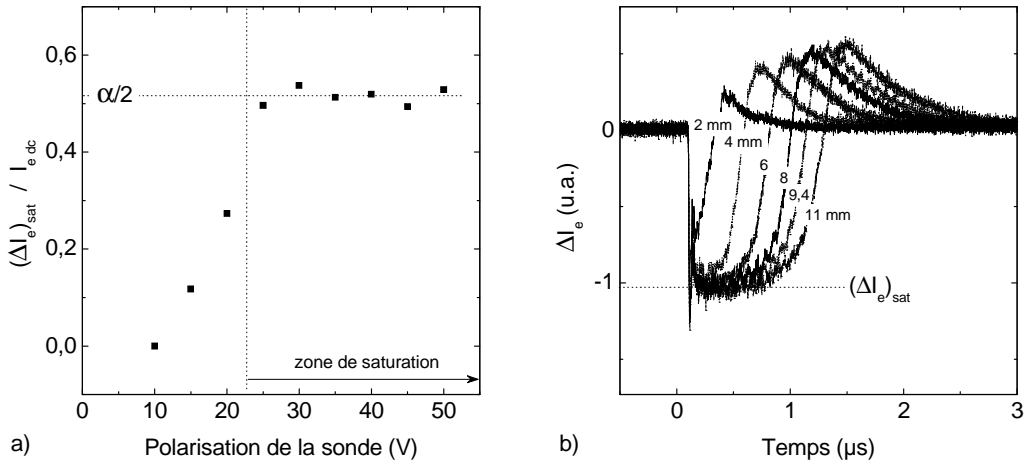


FIG. 2.15 : (a) Influence de la tension de polarisation de la sonde (diamètre $D = 6 \text{ mm}$) et (b) influence du diamètre du faisceau laser sur le signal de photodétachement (pour une polarisation de la sonde de + 35 V). Plasma O_2 .

Plusieurs paramètres contrôlent la validité de la mesure de l'électronégativité par photodétachement. Tout d'abord la longueur d'onde du laser utilisé définit l'énergie d'attachement maximale des électrons détachables. L'énergie du faisceau définit l'efficacité de photodétachement (il doit y avoir saturation du signal lorsque l'énergie est telle que tous les ions négatifs ont été photodétachés). Enfin le diamètre du faisceau et la tension de polarisation influencent aussi le comportement du signal de photodétachement. Nous allons étudier rapidement l'influence de ces divers paramètres.

Influence de la tension de polarisation de la sonde Il est essentiel que la tension de polarisation de la sonde soit telle que le courant de saturation électronique soit atteint. Même lorsque la saturation n'est pas assurée pour les caractéristiques de sonde de Langmuir, elle peut être atteinte pour le signal de photodétachement. La figure 2.15(a) représente l'évolution du signal en fonction de la tension de polarisation (plasma d'oxygène à 0,13 Pa). La tension de polarisation choisie est 35 V pour l'ensemble des résultats présentés dans le manuscrit.

Influence du diamètre du faisceau L'influence du diamètre D du faisceau est donnée en figure 2.15(b) (pour le même plasma que précédemment). La saturation du courant de photodétachement est observée pour des diamètres supérieurs à 4 mm. La longueur du signal est d'autant plus impor-

tante que le diamètre est important : la zone dépeuplée en ions négatifs étant d'extension spatiale plus importante, ces derniers mettent un temps d'autant plus important pour atteindre la sonde.

Influence de la longueur d'onde et de l'énergie du faisceau Le choix de la longueur d'onde du faisceau est dicté par la nature des ions négatifs à détacher. Le seuil de détachement en énergie fixe une longueur d'onde minimale. Ainsi pour les ions négatifs issus de l'oxygène, O^- , O_2^- et O_3^- , les seuils sont respectivement 1,46, 0,44 et 2,1 eV (Neumark *et al.*, 1985; Drzaic *et al.*, 1984). Les ions négatifs majoritaires issus des fragments de SF_6 sont F^- , SF_3^- , SF_5^- et SF_6^- (St-Onge *et al.*, 2000; Nagaseki *et al.*, 1995; Sasaki *et al.*, 1997). Les seuils de détachement pour ces différentes espèces sont respectivement 3,4 eV (Blondel *et al.*, 1989), 2,88 eV (Hotop & Lineberger, 1985), 3,79 eV (Chen *et al.*, 1988) et 3,16 eV (Christophorou & Olthoff, 2000). Cependant le seuil pour SF_5^- n'est pas déterminé avec précision et pourrait s'élever à 4,2 eV (King *et al.*, 1996).

Les longueurs d'onde disponibles sont le fondamental et les harmoniques de faisceau Nd :YAG à 1064 nm. Les harmoniques à 532 et 355 nm correspondent à des énergies de 2,33 et 3,5 eV respectivement. Dans le cas d'un mélange Ar/ O_2 , l'utilisation de l'un ou l'autre des harmoniques sera possible. Dans le cas d'un mélange Ar/ SF_6 , il est nécessaire d'utiliser le deuxième harmonique.

La dépendance du signal de photodétachement en fonction de l'énergie par impulsion du faisceau fait intervenir la section efficace de détachement σ d'un ion négatif et suit une loi du type

$$\frac{(\Delta I_e)_{sat}}{I_{e\ dc}} = 1 - \exp\left(-\frac{\sigma E}{h\nu A}\right)$$

où $h\nu$ est l'énergie des photons incidents, E est l'énergie par impulsion du faisceau et A la surface de la sonde. Pour des énergies E suffisantes une saturation est observée, correspondant au détachement de tous les ions négatifs. L'analyse de l'évolution du signal de photodétachement en fonction de l'énergie E permet de déterminer l'espèce d'ions négatifs majoritaire. Les sections efficaces pour les trois ions négatifs issus de O_2 sont données dans (Drzaic *et al.*, 1984; Lee *et al.*, 1997). Des exemples seront détaillés au cours du manuscrit.

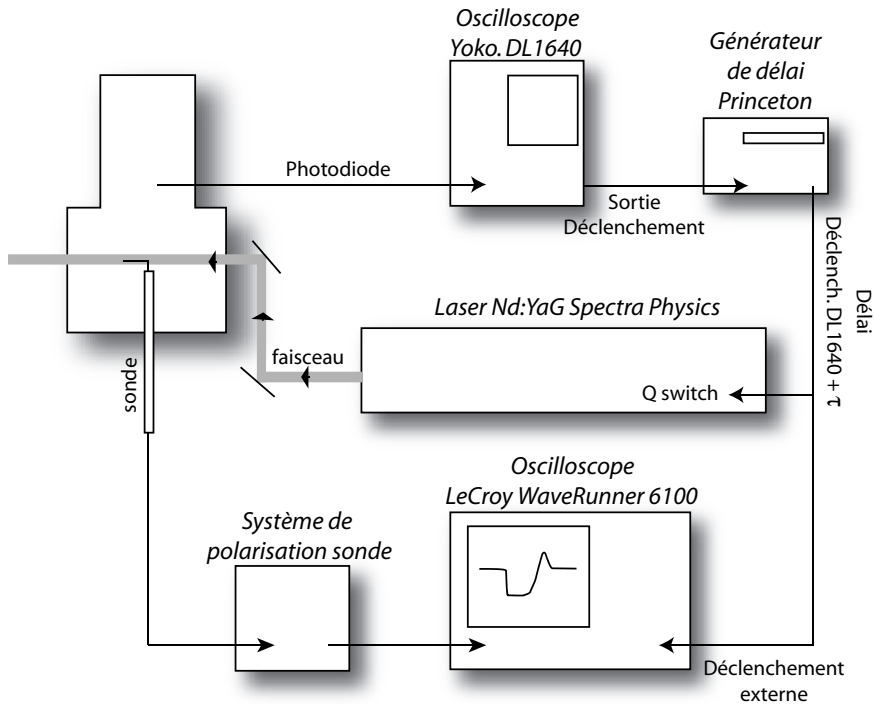


FIG. 2.16 : Schéma du système de mesure résolu en temps pour le photodétachement induit par laser.

Système de mesure résolu en temps

Le système de mesure de l'électronégativité par photodétachement peut être adapté à la mesure d'électronégativité résolue en temps lorsque le plasma est modulé. Le schéma de principe de mise en œuvre est donné en figure 2.16. Le signal de déclenchement du laser est mis en forme par un générateur de délai à partir du signal de déclenchement de l'oscilloscope Yokogawa. Ce dernier déclenche sur un front montant de l'émission optique du plasma (référence de phase de la modulation du plasma); le laser est donc déclenché un instant τ suivant un front montant de l'émission optique. Le laser devant être modulé à 10 Hz ($\pm 1\%$), il est nécessaire que l'oscilloscope déclenche avec un "hold off" (typiquement 99 ms lorsque la période de modulation du plasma est de l'ordre de 1 ms). L'acquisition est ensuite effectuée sur 100 tirs laser pour une durée du décalage temporel τ selon la méthode présentée précédemment. La résolution temporelle sera limitée par le retard entre la commande du Q-switch (commande des flashes) et le tir du laser (ce décalage est minimisé autour de 180 μs).

Chapitre 3

Dynamique du plasma électronégatif

Sommaire

3.1	Types d'instabilités observées dans le réacteur	56
3.2	Instabilités de "source"	59
3.2.1	Influence du circuit électrique	59
3.2.2	Mesures durant les oscillations de relaxation E/H . .	64
3.3	Instabilité de transport	70
3.3.1	Apparition de l'instabilité de transport	70
3.3.2	Mesures spatiotemporelles	72
3.3.3	Influence de la pression	82
3.3.4	Influence de la géométrie	84
3.3.5	La "downstream instability" : une double-couche pro- pagative ?	86
3.4	Régimes de forte activité acoustique ionique	88
3.4.1	Activité acoustique - Régime II	88
3.4.2	Régime IV : déstabilisation de la double couche statique	94
3.4.3	Régime V : double couche propagative et activité acous- tique ionique	95
3.5	Étude d'un mélange Ar/O₂	98

Ce chapitre présente une analyse expérimentale du caractère dynamique des paramètres plasma en mélange Ar/SF₆, lorsque le réacteur est opéré sans champ magnétique. Les deux modes de couplage de l'énergie accessibles dans cette configuration sont le mode capacitif (E) et le mode inductif (H). L'analyse de la dynamique s'appuiera sur les études présentées dans l'introduction (similarités dans les pressions de travail, puissances couplées, mélanges gazeux

utilisés). Les deux phénomènes présentés dans l'introduction (oscillations de relaxation et instabilité de transport) ont été observées. Une présentation détaillée de ces deux instabilités est donnée au cours de ce chapitre.

3.1 Types d'instabilités observées dans le réacteur

Pour des concentrations C de SF_6 inférieures à 2%, aucune fluctuation des paramètres plasma n'a été observée dans le plan paramétrique expérimental (puissance radiofréquence, pression). Pour des concentrations C supérieures, les deux instabilités présentées dans l'introduction, oscillations de relaxation entre les modes E et H ainsi qu'une instabilité de transport, peuvent être observées. Chacune de ces instabilités présente des conditions d'apparition qui lui sont propres, détaillées dans cette section.

Les oscillations de relaxation entre les modes E et H sont observées pour tout mélange dont la concentration C est supérieure à 2 %. Ces fluctuations temporelles présentent la plupart du temps un caractère périodique dans la gamme du kiloHertz. Des phénomènes intermittents ou chaotiques ont été observées. La condition d'apparition de ces oscillations est que le courant radiofréquence soit proche du courant à la transition entre les modes E et H (voir l'introduction) : il s'agit donc d'une condition expérimentale en puissance - typiquement autour de 200 W. Ces oscillations étant des oscillations entre deux modes de couplage de l'énergie, les fluctuations temporelles des paramètres plasma évoluent en phase partout dans la décharge. Les caractéristiques de ces oscillations sont reproduites en figure 3.1 et 3.2 pour des concentrations C de 5 et 25 %, lorsque la puissance couplée est d'environ 200 W. L'influence de l'accord en impédance sur la dynamique des oscillations, évoquée au cours de l'introduction, a été mise en évidence dans le réacteur. Les conditions d'apparition des oscillations de relaxation dépendent ainsi fortement de l'accord en impédance. Celles-ci sont localisées dans le plan de paramètres en figure 3.3 ($C = 50$ %) pour deux cas distincts : lorsque l'accord est fixé pour une condition particulière (0,66 Pa, 500 W), et lorsque le meilleur accord en puissance est réalisé en tout point du plan de paramètres. La zone du plan soumise à l'instabilité de source diminue lorsque l'accord est amélioré.

Ainsi, quelle que soit la concentration de SF_6 supérieure à 2 %, les oscillations de relaxation entre les modes E et H sont observées pour des puissances autour de 200 W.

L'instabilité de transport n'est observée que pour des concentrations "importantes" de SF_6 . Nous reviendrons par la suite sur la quantification de "importante", que l'on peut considérer comme étant 13 % dans un premier temps. Pour de faibles concentrations C , le système peut atteindre deux régimes sta-

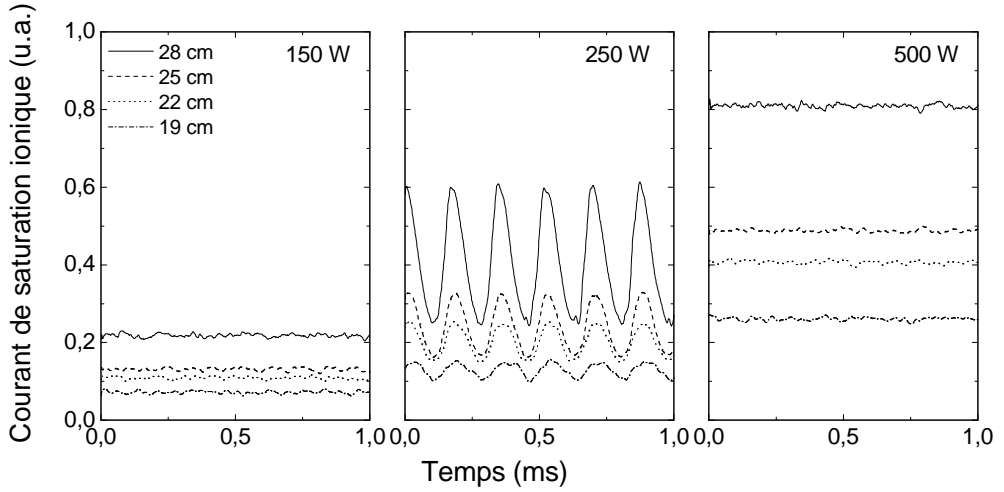


FIG. 3.1 : Évolution spatiotemporelle des courants de saturation ionique pour quatre positions ($z = 19, 22, 25$ et 28 cm) pour trois puissances (150, 250 et 500 W) couplées à l'antenne radiofréquence, pression 0,13 Pa, mélange Ar/ SF_6 (0,95 : 0,05).

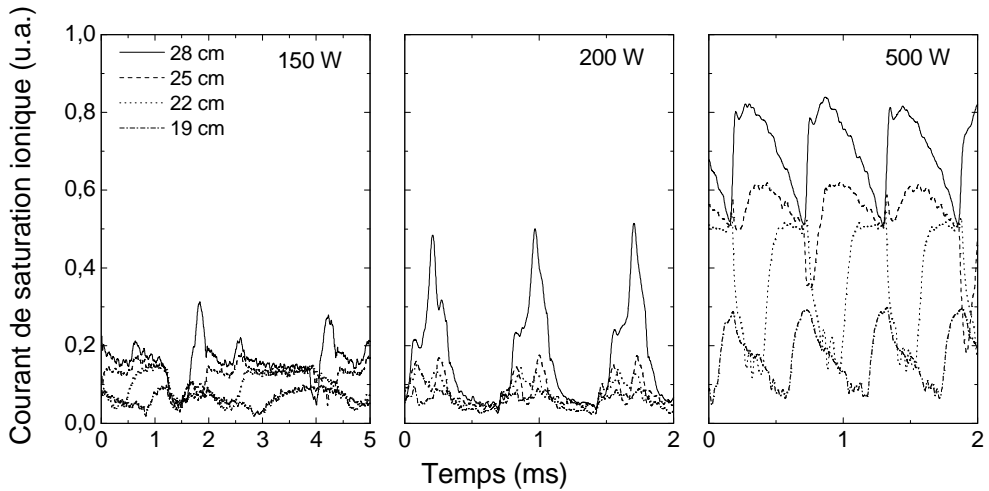


FIG. 3.2 : Évolution spatiotemporelle des courants de saturation ionique pour quatre positions ($z = 19, 22, 25$ et 28 cm) pour trois puissances (150, 200 et 500 W) couplées à l'antenne radiofréquence, pression 0,13 Pa, mélange Ar/ SF_6 (0,75 : 0,25).

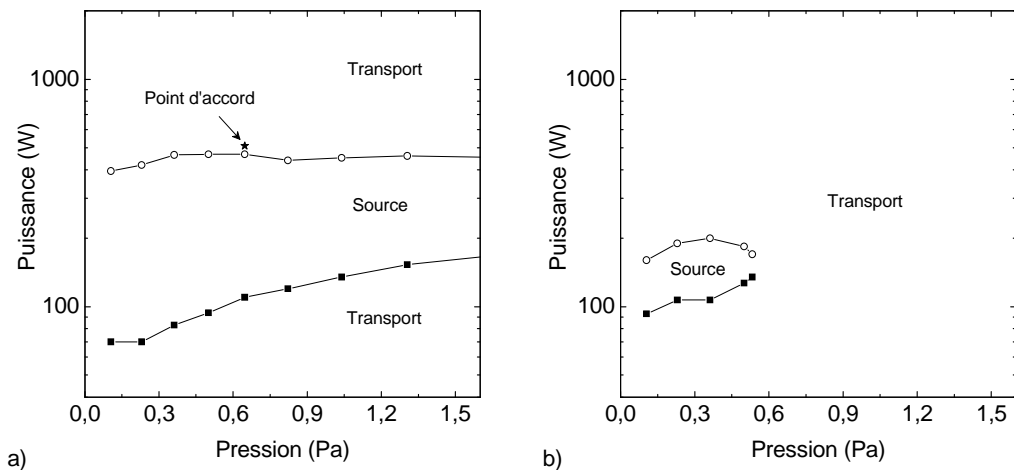


FIG. 3.3 : Zones d'instabilité dans le plan de paramètres pour deux conditions d'accord en impédance : (a) accord fixé pour la condition (0,66 Pa, 500W), (b) meilleur accord partout. Mélange Ar/SF₆ (0,5 :0,5).

tionnaires : un couplage capacitif stable (à faible puissance) et un couplage inductif stable (à forte puissance). Ces deux couplages correspondent respectivement aux conditions stationnaires à 150 et 500 W de la figure 3.1. Pour de plus fortes concentrations C , ces régimes capacitifs et inductifs stables disparaissent et laissent place à des régimes instables. Les évolutions temporelles de la figure 3.2 (pour 150 et 500 W) montrent le caractère propagatif de ce régime instable : il s'agit de l'instabilité de transport. Ces évolutions temporelles sont similaires à celles publiées par le groupe de Tuszewski (reproduites en figure 1.12(a)). Contrairement aux oscillations de relaxation, l'instabilité de transport ne dépend pas de l'accord en impédance (figure 3.3) : elle couvre la totalité de la zone accessible du plan de paramètres (0,05 Pa à 1,5 Pa - 0 à 2000 W).

Ainsi quelle que soit la puissance couplée au plasma (en dehors des puissances donnant naissance aux oscillations de relaxation), les instabilités de transport n'ont été observées que pour des concentrations C supérieures à 13 %.

En outre, la transition entre les régimes stationnaires stables à faible concentration C et le régime d'instabilité de transport à plus forte concentration fait apparaître des structures non-linéaires de potentiel (doubles couches) ainsi qu'une activité acoustique ionique qui seront aussi décrites dans ce chapitre.

3.2 Instabilités de "source"

Cette section présente des résultats expérimentaux relatifs aux instabilités de source observées dans la décharge, en mélange Ar/SF₆. Ces résultats sont confrontés au modèle développé en (Chabert *et al.*, 2001). Cependant ce manuscrit ne prétend pas à une description exhaustive de ces phénomènes, et le lecteur intéressé est invité à se reporter à la bibliographie existante, présentée en détail dans l'introduction.

3.2.1 Influence du circuit électrique

Influence de la boîte d'accord

Le résultats présentés dans la section précédente ont mis en évidence la grande sensibilité des instabilités de source à l'accord en impédance : sous certaines conditions, celles-ci peuvent disparaître lorsque l'accord en impédance est amélioré. Des observations expérimentales identiques ont été effectuées (Chabert *et al.*, 2001; Marakhtanov, 2002; Marakhtanov *et al.*, 2003; Corr *et al.*, 2005; Soberon *et al.*, 2006). Le modèle rend aussi compte de ce phénomène (Chabert *et al.*, 2001).

Il a déjà été démontré que la fréquence des oscillations peut varier d'un ordre de grandeurs selon que l'accord en impédance est optimisé pour le mode capacitif ou inductif (Chabert *et al.*, 2001). La figure 3.4 présente deux cas obtenus en variant faiblement la valeur de la capacité C_2 de la boîte d'accord, tous les autres paramètres restant constants : comportement périodique faisant intervenir deux constantes de temps (une longue de l'ordre de 1 ms et une courte de l'ordre de 0,1 ms) ou comportement périodique rapide. Des phénomènes d'intermittence entre ces deux modes de fonctionnement ou entre ces modes instables et des modes stables ont été observés dans le réacteur et complètent les observations antérieures (Corr *et al.*, 2005).

De plus l'instabilité de source présente une asymétrie quant à l'accord en impédance, en particulier pour les pressions supérieures à 0,6 Pa. L'accord en impédance est réalisé en minimisant la puissance réfléchie ; pour un mélange gazeux et une pression donnée, ceci s'effectue en modifiant la valeur de la capacité C_2 . La courbe $P_{rflchie}$ en fonction de C_2 présente un minimum en C_2^{min} (voir figure 3.5). Les instabilités de source sont observées majoritairement pour des valeurs de la capacité C_2 inférieures à C_2^{min} . Ceci confirme les observations antérieures dans un système de géométrie différente (Soberon *et al.*, 2006).

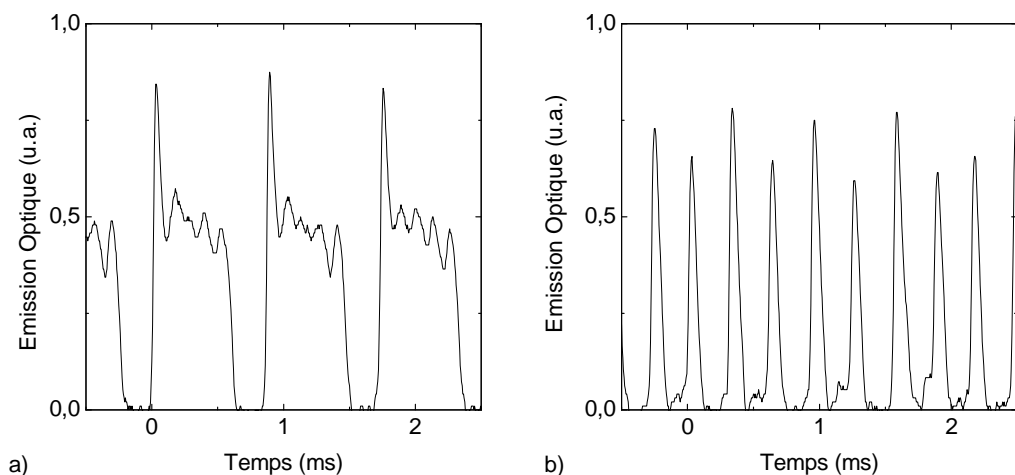


FIG. 3.4 : Émissions optiques pour deux types d'instabilité de source pour un mélange Ar/SF_6 (1 :1) pour une pression de 0,13 Pa. Les conditions d'accord en impédance ont été variées (variation C_2) : (a) puissance générateur 400 W, 50 W réfléchis, (b) puissance générateur 400 W, 70 W réfléchis.

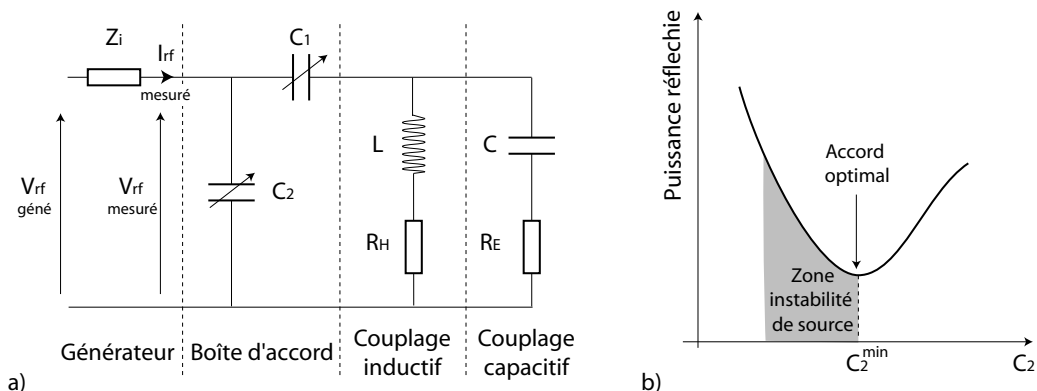


FIG. 3.5 : (a) Schéma électrique équivalent à l'ensemble générateur-boîte d'accord-antenne-plasma. (b) Évolution de la puissance réfléchie en fonction de la capacité C_2 et localisation des instabilités de source.

Influence du générateur radiofréquence

Observations expérimentales L'influence considérable du circuit d'accord en impédance sur la dynamique des oscillations de relaxation entre les modes E et H conduit à s'interroger sur l'influence du générateur radiofréquence. En effet le générateur est souvent modélisé par son circuit équivalent Thevenin : une source de tension radiofréquence ($V_{\text{rf géné}}$) et une impédance interne 50Ω (impédance Z_i sur la figure 3.5(a)) . Cependant, un générateur de puissance ne présente pas réellement de résistance interne 50Ω , mais un étage amplificateur avec boucle de rétroaction, l'ensemble étant équivalent à une impédance interne de 50Ω en régime permanent. La modélisation par générateur de Thevenin équivalent en régime transitoire doit donc tenir compte des caractéristiques temporelles de la boucle de contrôle de l'amplificateur de puissance radiofréquence. Ces caractéristiques modifieront l'impédance Z_i qui devra alors être décrite comme une impédance équivalente passe bas $Z_i(p)$ (dans le domaine de Laplace). Les temps caractéristiques de cette impédance $Z_i(p)$ joueront un rôle important dans la dynamique de la décharge lorsqu'ils seront de l'ordre de grandeur des constantes de temps mises en exergue dans le modèle global des oscillations de relaxations entre les modes E et H. La figure 3.6 donne les évolutions temporelles de l'émission optique dans la source lorsque le plasma est entretenu par deux générateurs différents, pour les mêmes conditions de puissance moyenne, d'accord en impédance, de mélange gazeux et de pression. La figure (a) présente la dynamique obtenue avec le générateur RFPP : la fréquence est de 5,5 kHz et la dynamique présente une série de pics étroits. La figure (b) présente la dynamique obtenue avec un générateur de marque Advanced Energy (AE), modèle RFX 600 : la fréquence est bien inférieure (800 Hz) et la dynamique présente un caractère plus symétrique. Notons qu'il n'a pas été possible d'observer une dynamique autour de 5 kHz avec le générateur AE en faisant varier les conditions d'accord en impédance. Précisons enfin que les évolutions temporelles 3.6(b) et 3.4(a) possèdent une fréquence équivalente. Cependant la dynamique de 3.4(a) fait intervenir des oscillations amorties dans la gamme 10 kHz (qui sont d'ailleurs de fortes amplitudes sur les flux de particules dans la chambre de diffusion), qui sont absentes de 3.6(b).

Analyse de la dynamique temporelle L'analyse des temps de réponse de chacun des deux générateurs apporte des informations intéressantes. Les temps de montée pour chacun des générateurs sont représentés en figure 3.7 (lorsque le générateur alimente un plasma d'argon pur ; ainsi le temps de montée représenté n'est pas strictement le temps de montée du générateur, mais le temps de montée de l'ensemble générateur - plasma). Chacun des deux systèmes peut être modélisé par un système d'ordre supérieur à deux, dont les constantes de temps les plus faibles varient considérablement

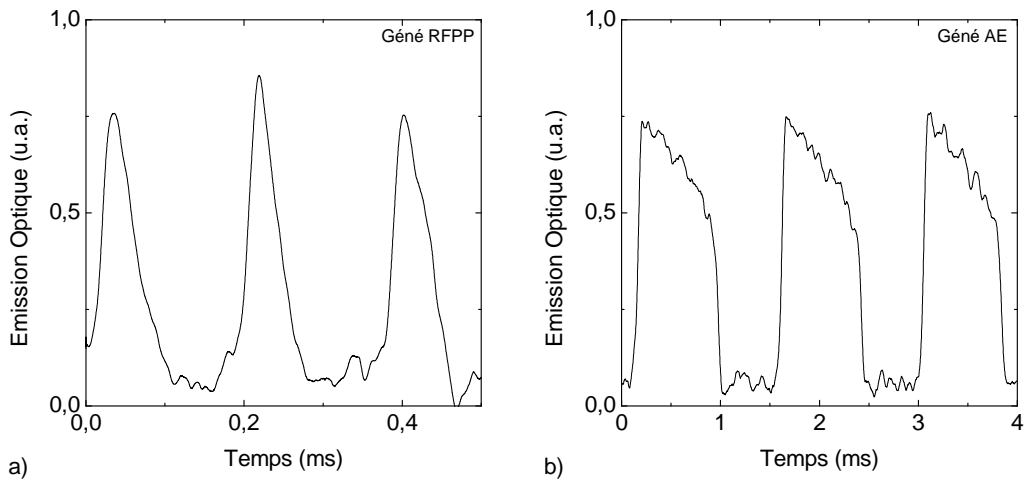


FIG. 3.6 : Émission optique pour deux générateurs rf dans les mêmes conditions (mélange Ar/Sf₆ (0,6 :0,4), 0,52 Pa, 250 W, même accord en impédance) : (a) générateur RFPP, (b) générateur AE

d'un cas à l'autre. Ainsi le temps de montée est de l'ordre de 150 μ s pour le générateur RFPP, et de 15 μ s pour le générateur AE. Le modèle global de l'instabilité de source a mis en évidence des constantes de temps τ_e pour la dynamique électronique et $\tau_{- \nearrow}$ et $\tau_{- \searrow}$ pour les dynamiques ionique négative respectivement de création et de perte (Chabert *et al.*, 2001) :

$$\tau_e \sim \frac{1}{\nu_i}$$

$$\tau_{- \nearrow} \sim \frac{\alpha}{\nu_a} \quad \text{et} \quad \tau_{- \searrow} \sim \frac{1}{n_+ K_R}$$

Une estimation de ces constantes de temps pour les valeurs typiques des paramètres plasmas donne

$$\tau_e \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ s} \quad - \quad \tau_{- \nearrow} \sim 10^{-5} \text{ s} \quad - \quad \tau_{- \searrow} \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$$

(avec $n_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\alpha \sim 3$, $T_e \sim 3,5 \text{ eV}$ à 0,5 Pa).

Les temps de réponse des générateurs radiofréquences sont de l'ordre de grandeur de ces constantes de temps. En particulier le générateur le plus lent (RFPP) possède une constante de temps similaire à la constante de temps la plus longue pour les espèces chargées.

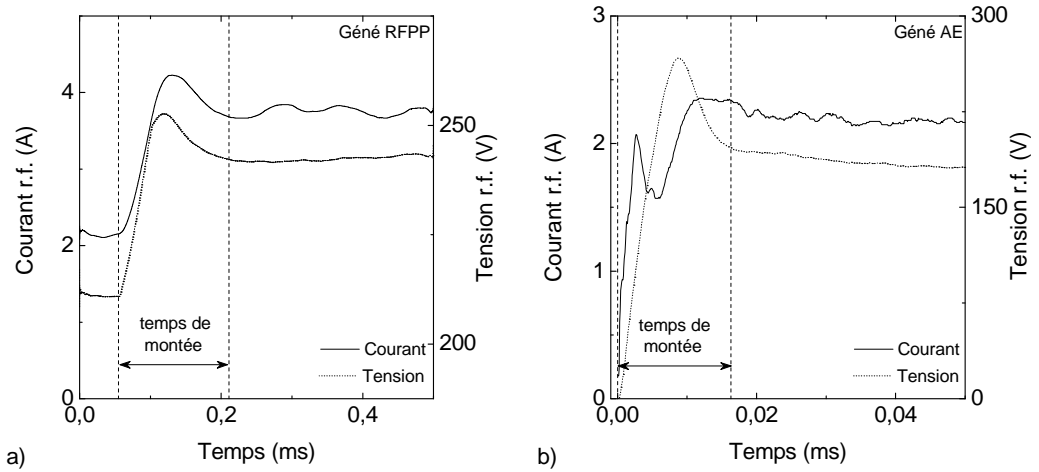


FIG. 3.7 : *Temps de montée des deux générateurs utilisés : (a) RFPP, (b) AE. Représentation des enveloppes des courants et tensions radiofréquence mesurés à l'entrée de la boîte d'accord.*

La modélisation du générateur radiofréquence dans le modèle global des oscillations La similitude des constantes de temps des dynamiques du plasma et du générateur remet en cause la modélisation du générateur radiofréquence par une impédance 50Ω . Une modélisation précise devrait faire intervenir une impédance $Z_i(p)$ caractéristique du générateur employé. La situation est-elle la même pour les deux générateurs employés ?

Des éléments de réponse sont apportés par l'analyse des grandeurs électriques radiofréquences. Les enveloppes des grandeurs radiofréquences mesurées à l'entrée de la boîte d'accord sont reproduites en figure 3.8. Le point de mesure se situe entre le générateur et la boîte d'accord (la figure 3.5(a) montre ce point de mesure).

Dans le cas du générateur RFPP, les courants et tensions radiofréquences évoluent continuellement durant une période d'oscillation. La modélisation par une impédance 50Ω n'est pas justifiée.

Dans le cas du générateur AE, les grandeurs radiofréquence subissent des variations brusques à certains instants (en phase avec les brusques variations de l'émission optique) mais restent quasi-constantes entre deux variations brusques (ceci en particulier valable pour le courant). Le courant est fortement modulé dans le cas du générateur RFPP. Dans le cas du générateur AE, le courant subit de fortes variations à certains instants (en phase avec les brusques variations de l'émission optique). La modélisation du générateur par une impédance 50Ω permettra de décrire la dynamique générale (cependant des erreurs importantes seront commises dans la description des

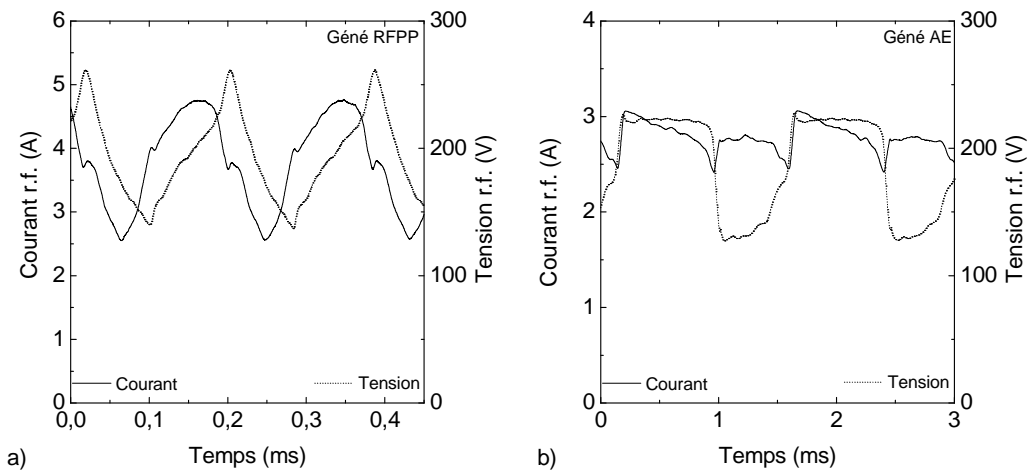


FIG. 3.8 : *Évolution des enveloppes des courants et tensions radiofréquence au cours des oscillations de relaxation : (a) générateur RFPP, (b) générateur AE.*

variations rapides des paramètres plasma). Notons finalement que le modèle impose une tension radiofréquence du générateur idéal $V_{\text{rf géné}}$ constante au cours du temps. Cette hypothèse n'est pas forcément incompatible avec les variations temporelles de la tension de la figure 3.8(b). Si la tension du générateur $V_{\text{rf géné}}$ reste constante, une variation du courant $I_{\text{rf mesuré}}$ entraîne une variation de la tension mesurée $V_{\text{rf mesuré}}$ (voir figure 3.5(a)).

3.2.2 Mesures résolues en temps des oscillations de relaxations E/H

Identification des modes de couplage capacitif et inductif

Préalablement aux discussions des mesures dynamiques pendant les oscillations de relaxation, la figure 3.9 présente des résultats relatifs au couplage de l'énergie pour le meilleur accord en impédance possible. Les densité et température électroniques sont représentées en fonction de la puissance (pour les mêmes conditions de pression et de concentration C de SF_6 que celles des mesures dynamiques présentées par la suite). Les deux modes de couplage, capacitif et inductif, peuvent être identifiés sur l'évolution de la densité comme sur celle de la température. Deux lignes maîtresses peuvent être déterminées : une première, valable à faible puissance, relative au mode capacitif et une seconde, valable au delà de 100 W, relative au mode inductif. Cette figure met en évidence un saut de mode autour de 100 W. La transition capacitif-inductif est ici soumise à des oscillations de relaxation même

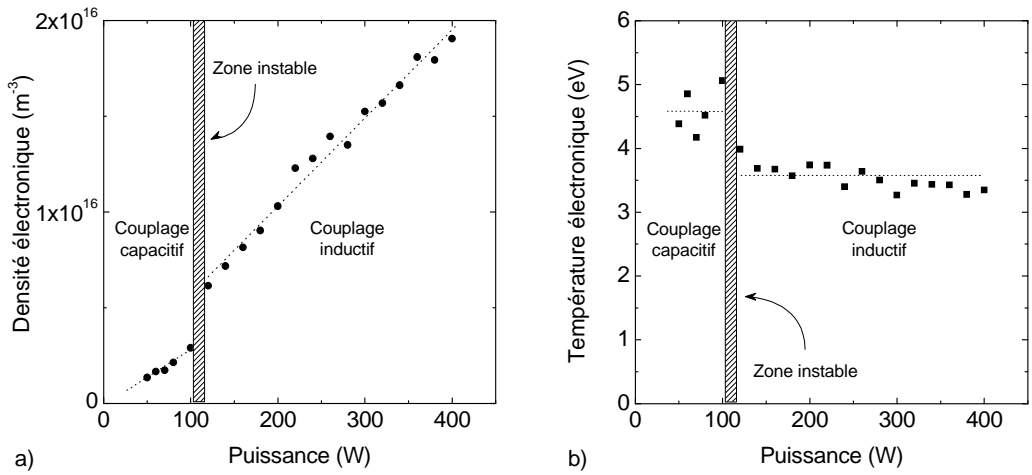


FIG. 3.9 : Densité électronique (a) et température électronique (b) en fonction de la puissance pour un mélange Ar/SF₆ (0,6 :0,4) à 0,5 Pa, $z = 30$ cm, lorsque le meilleur accord en impédance est assuré.

lorsque le meilleur accord en impédance est réalisé. L'existence de cette transition et sa caractérisation nous permettront l'analyse des caractéristiques résolues en temps présentées dans la suite de la section.

Conditions expérimentales pour les acquisitions résolues en temps

Nous avons mentionné le caractère intermittent des oscillations de source. Cette intermittence se traduit par une modulation très basse fréquence des oscillations de relaxation. Les constantes de temps de l'intermittence sont ainsi plusieurs milliers de fois plus importantes que la période des oscillations de relaxation. Cette intermittence se traduit par de brusques changements sur l'amplitude des fluctuations (jusqu'à 20 %) et la fréquence. Ces variations chaotiques de la période et de l'amplitude des oscillations principales sont problématiques pour mesurer la dynamique des paramètres plasma avec le système de Langmuir résolu en temps. Cette difficulté est contournée en adoptant un mode impulsionnel. La durée de l'impulsion est choisie telle que le régime chaotique ne se développe pas durant une impulsion. Les mesures présentées par la suite ont été obtenues avec une fréquence de répétition à 20 Hz, pour une durée "plasma éteint" de 2 ms. Les fluctuations d'amplitude et de fréquence sont alors fortement minimisées. Les variations des flux mesurés par la sonde pour diverses périodes d'oscillation sont inférieures à 5% (permettant des mesures fiables en moyennant les acquisitions sur quelques dizaines de périodes).

Évolution temporelle des paramètres plasma pendant les oscillations

La figure 3.10 présente les évolutions temporelles des densité et température électroniques au cours des oscillations de relaxation entre les modes E et H.

Les résultats relatifs aux deux générateurs de puissance utilisés présentent certaines similarités. Les minima et maxima de densité électronique sont identiques et correspondent respectivement à un couplage inductif (pour les densités électroniques de l'ordre de 10^{16} cm^{-3}) et à un couplage capacitif (10^{15} cm^{-3}). Les mesures de températures électroniques, bien que bruitées, présentent une faible valeur pour les fortes densités (autour de 3 eV) et une valeur plus importante pour les faibles densités (autour de 5 eV). Ces valeurs de températures sont conformes à celles obtenues en régime stable, respectivement 4,5 eV en mode capacitif et 3,5 eV en mode inductif (figure 3.9(b)). La température présente aussi un pic important lorsque la densité atteint son minimum. Les mesures estiment cette augmentation jusqu'à 15 eV, mais la validité des courbes courant-tension des sondes peut être limitée par des variations très rapides de la dynamique électronique. Cependant cette augmentation se traduit par un certain nombre de points entre 7 et 9 eV, valeurs acceptables.

Malgré ces similarités, des différences notables sont observées. Celles-ci concernent non seulement la fréquence des oscillations, comme mentionné précédemment, mais surtout la dynamique de la densité électronique au cours d'un cycle. La figure (b) montre une évolution lente (par rapport à la période d'oscillation) de la dynamique électronique. Deux sauts abrupts de densité sont à noter : un accroissement rapide d'un facteur 5 à $t = 0,025 \text{ ms}$, et une décroissance d'un facteur 2 à $t = 0,1 \text{ ms}$. Au contraire, la figure (e) présente une dynamique rapide pour la densité électronique. Des sauts abrupts entre les modes capacitifs et inductifs sont ainsi clairement visible à $t = 0,2 \text{ ms}$ et $t = 1,1 \text{ ms}$. De plus la densité présente des évolutions lentes et constantes entres ces deux sauts de modes.

Comparaison Modèle-Expérience

Il est intéressant de comparer les mesures résolues en temps, avec le générateur AE, au modèle global des oscillations de relaxation (Chabert *et al.*, 2001). Les équations globales sont résolues numériquement pour donner les paramètres plasmas, et en particulier les densité et température électroniques. Les paramètres d'entrée du modèle sont : le mélange gazeux, la pression, la géométrie, les valeurs de capacités de la boîte d'accord, la valeur de la capacité de la fenêtre diélectrique. Le choix des trois premiers paramètres est aisé. Les valeurs des éléments électriques sont choisies arbitrairement, par rapport aux valeurs détaillées pour un ICP plan (Chabert *et al.*, 2001;

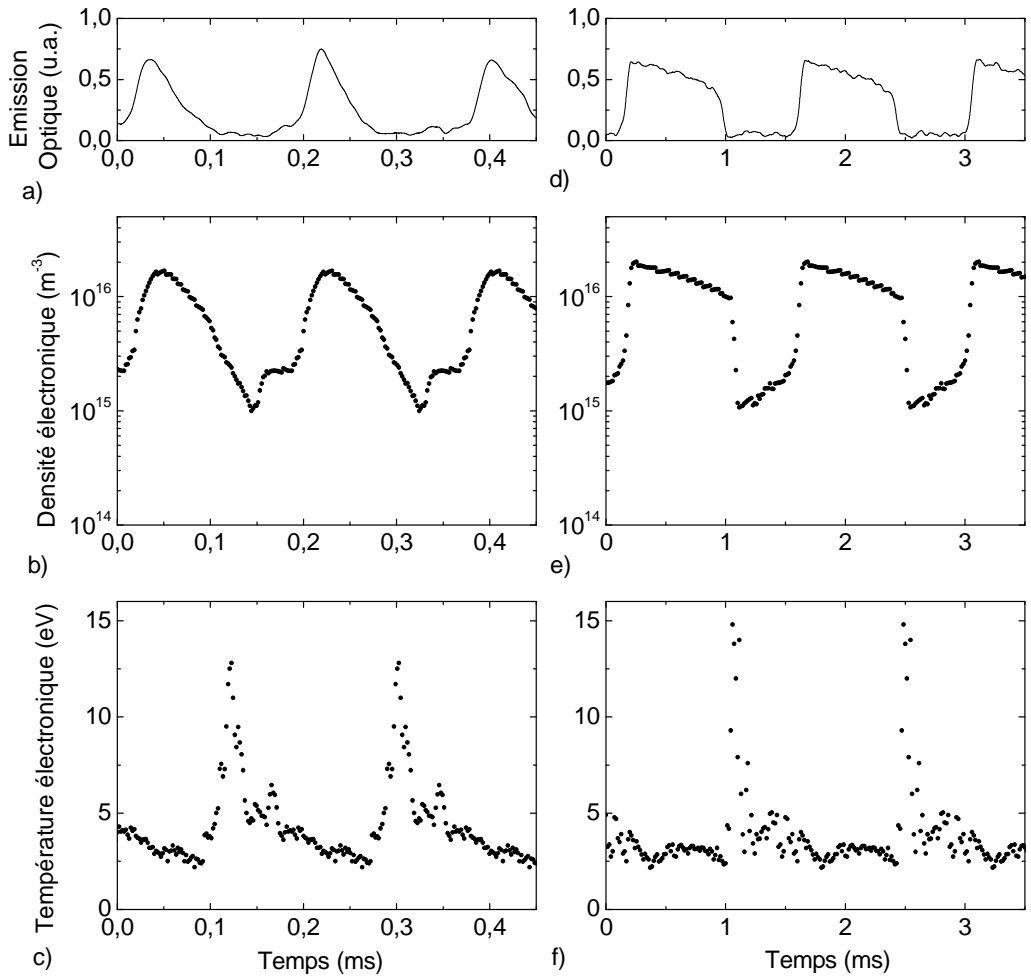


FIG. 3.10 : Évolutions temporelles de l'émission optique (a) et (d), densité électronique (b) et (e) et température électronique (c) et (f) lors d'oscillations de relaxations entre les modes capacitifs et inductifs. Mélange Ar/SF₆ (0,6 :0,4), 0,5 Pa, puissance fixée à 220 W, position $z = 30$ cm. Les figures de gauche (a, b, c) correspondent à une excitation radiofréquence par le générateur RFPP, les figures de droite (d, e, f) par le générateur AE.

Marakhtanov *et al.*, 2003). La figure 3.11 présente les résultats numériques en regard des résultats expérimentaux. L'accord qualitatif est correct :

- la fréquence est du même ordre de grandeur (rapport inférieur à deux)
- la densité maximale est identique
- l'évolution de la température au cours d'une période présente une allure similaire
- les valeurs absolues de températures présentent un accord très bon

Cependant, des variations importantes sont observées. La densité minimale est en particulier plus importante expérimentalement que numériquement. D'une part la mesure surestime peut être la densité, du fait des courants assez faibles qui sont mesurés - cette surestimation est estimée à un facteur 3 au maximum. La densité minimale atteinte dépend fortement de l'efficacité du couplage capacitif, et donc de l'expression de R_{cap} dans l'équation 1.10. La valeur du couplage capacitif a été choisie arbitrairement pour les simulations présentées et peut expliquer le désaccord modèle-expérience. D'après le modèle, la fréquence est évaluée à (Chabert *et al.*, 2001)

$$f \sim \sqrt{n_g n_{e\ m} K_{\text{att}} K_R}$$

où $n_{e\ m}$ est la densité électronique maximale. L'accord entre la fréquence expérimentale et celle du modèle est très bon ; la différence peut provenir d'une estimation faussée des coefficients de réaction K_{att} et K_R . Notons que le rapport des fréquences modèle/expérience atteint 10 dans les études publiées (Chabert *et al.*, 2001). Enfin, l'allure des deux cycles d'oscillation est assez différent : dans le modèle le système passe beaucoup moins de temps dans le mode inductif que dans l'expérience. Encore une fois, le système physique est très sensible aux conditions d'accord en impédance - le modèle est d'ailleurs lui aussi très sensible à l'accord en impédance. La différence d'allure des cycles peut ainsi s'expliquer par les valeurs des capacités d'accord choisies.

Une étude approfondie demanderait une exploration systématique des paramètres expérimentaux (pression, mélange gazeux) et des mesures électriques précises. Il serait d'ailleurs intéressant d'utiliser la sonde courant-tension radiofréquence développée par S. Dine pour mesurer les évolutions des grandeurs radiofréquences et les confronter aux mêmes grandeurs issues du modèle.

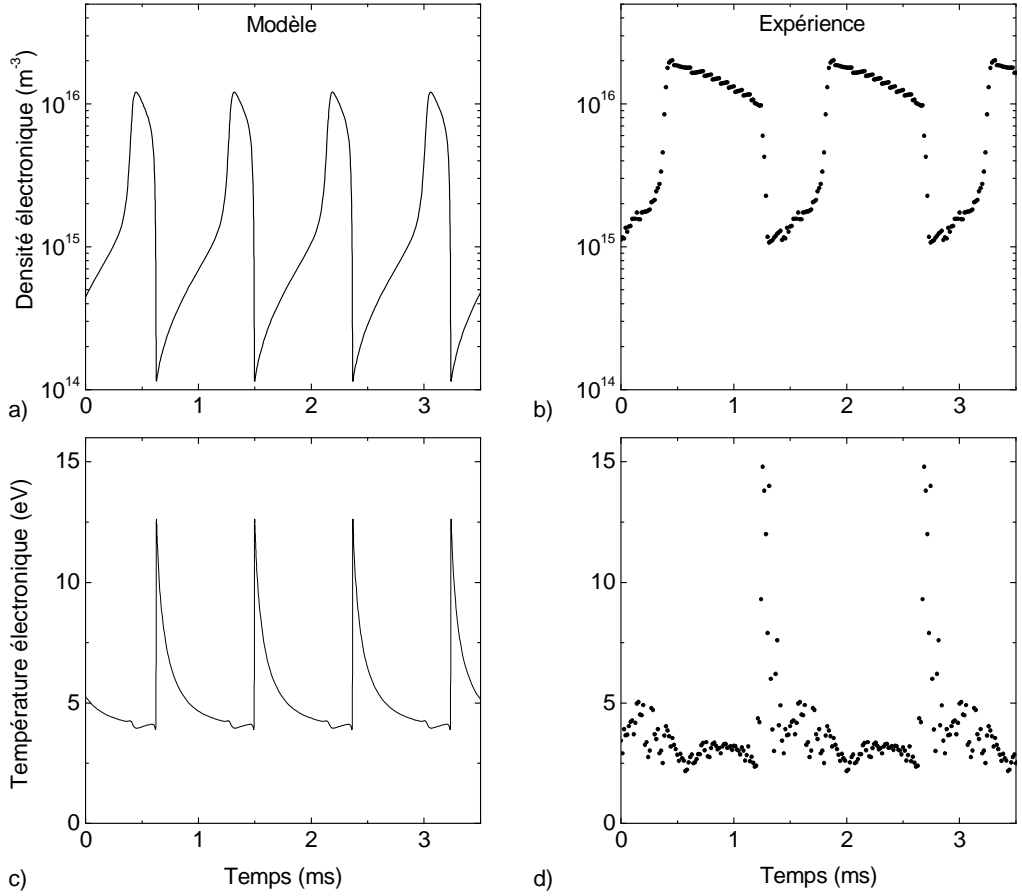


FIG. 3.11 : *Comparaison Modèle - Expérience des oscillations de relaxation : (a) et (b) densités électroniques modèle et expérience, (c) et (d) températures électroniques modèle et expérience.*

3.3 Instabilité de transport

La différence de dynamique entre l'instabilité de source et l'instabilité de transport a déjà été évoquée : la figure 3.2 a notamment montré le caractère propagatif de cette dernière. Cependant, avant de décrire précisément la dynamique de l'instabilité de transport, il est important de clarifier les conditions de son apparition.

3.3.1 Apparition de l'instabilité de transport

La figure 3.1 a montré que l'instabilité de transport est inexistante lorsque la concentration C de SF_6 est faible. Il est éclairant d'identifier la dynamique du plasma lors de l'ajout progressif de SF_6 dans l'argon jusqu'à l'apparition de l'instabilité de transport. La concentration C de SF_6 est en effet le paramètre de contrôle expérimental qui permet de faire varier l'électronégativité moyenne du plasma. Afin de s'affranchir de la présence de possibles oscillations de relaxation E/H , tous les résultats présentés dans cette section ont été acquis pour une puissance de 600 W, en s'efforçant de réaliser le meilleur accord en impédance. Les points de fonctionnement sont alors loin de la zone de paramètres soumise aux oscillations de relaxation (voir figure 3.3). A puissance constante, l'augmentation de la concentration C fait apparaître plusieurs régimes de fonctionnement. Ceux-ci sont présentés schématiquement en figure 3.12, qui représente l'évolution temporelle du flux d'ions positifs au centre de la chambre de diffusion. Nous allons décrire tout d'abord les trois zones les plus importantes que sont les régimes I, III et VI.

En argon pur ou pour de faibles concentrations C de SF_6 , le plasma, créé dans la source, diffuse continuellement dans la chambre de diffusion. Un profil d'évolution axiale du potentiel plasma typique de ce régime est reproduit en figure 3.13(a). Pour des concentrations C inférieures à 6%, le plasma est entretenu par couplage inductif stationnaire, tel celui présenté sur la figure 3.1 de droite. Ce régime de fonctionnement est repéré comme le régime I en figure 3.12.

Pour des concentrations C entre 8 et 13%, la diffusion se fait toujours en régime indépendant du temps, mais fait apparaître une structure non-linéaire. La diffusion ne se fait plus continuellement : une double couche statique est apparue à la sortie du tube source. Cette double couche agit comme une gaine interne séparant deux plasmas. Elle sera analysée dans le détail au chapitre suivant. Ce régime de fonctionnement est repéré comme le régime III en figure 3.12.

Enfin, pour des concentrations C supérieures à 20 %, la double couche est

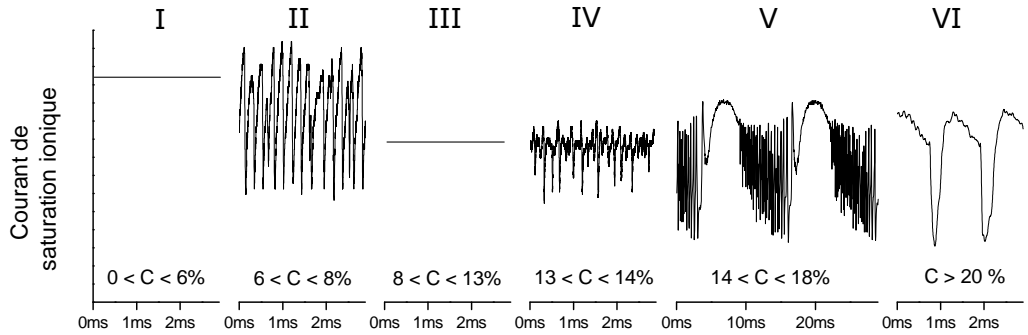


FIG. 3.12 : Évolutions typiques du courant de saturation ionique pour des concentrations C croissantes de SF_6 pour une position $z = 23 \text{ cm}$ à puissance constante. Régime I : diffusion continue du plasma (régime indépendant du temps). Régime II : diffusion continue et ondes acoustiques ioniques. Régime III : diffusion non linéaire ; double couche statique (régime indépendant du temps). Régime IV : déstabilisation de la double couche statique. Régime V : Double couche propagative (très lente) et ondes acoustiques ioniques. Régime VI : Double couche propagative (décrite en section 3.3)

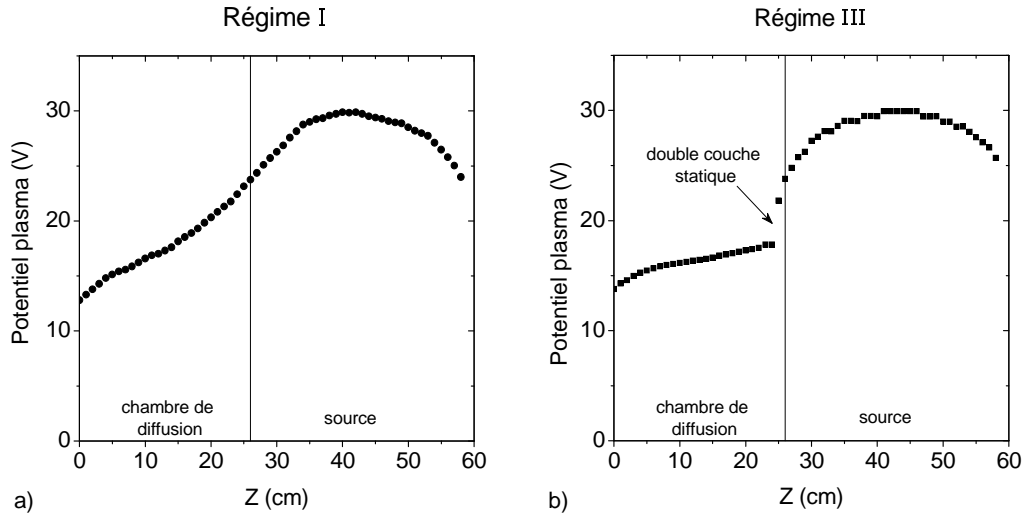


FIG. 3.13 : Évolution du potentiel plasma / (a) concentration $C = 4\%$, diffusion continue du plasma (Régime I), (b) Cas d'une concentration $C = 8\%$, apparition d'une double couche statique (Régime III).

déstabilisée. Le plasma entre dans le régime de l'instabilité de transport qui sera décrit par la suite. Ce régime est repéré comme le régime VI en figure 3.12.

Les régimes I, III et VI, qui sont les plus importants, sont séparés par des régimes de transitions notés II, IV et V (voir figure 3.12 pour un descriptif sommaire de chacun des régimes). Ces régimes de transition sont caractérisés par des fluctuations temporelles d'amplitudes importantes et spectralement riches ; ils seront décrits dans la section 3.4 de ce chapitre.

3.3.2 Mesures spatiotemporelles dans le régime IV

Cette section présente et étoffe les résultats publiés dans (Plihon *et al.*, 2005c)

Évolution axiale du potentiel plasma

La figure 3.14 présente le profil axial spatiotemporel du potentiel plasma. Un profil tridimensionnel est donné à gauche. A droite, l'évolution du potentiel plasma est présentée en niveaux de gris ; représentation mieux adaptée à la visualisation des vitesse de propagation et des localisations des événements. L'origine des temps a été choisie arbitrairement au front montant du signal issu de la photodiode (émission optique dans la source), et l'échelle de temps est normalisée à la période des fluctuations (1,3 ms dans les conditions présentées). Les remarques préliminaires effectuées précédemment peuvent être affinées à la lecture de ces résultats :

- le potentiel plasma n'est que très faiblement modulé dans la source
- les modulations de la source semblent se produire en phase
- à la sortie de la source ($z = 26$ cm), et à $t = 0$, le potentiel plasma décroît brutalement (d'environ 7 V, sur une distance de l'ordre de 5 mm). Cette décroissance possède toutes les caractéristiques d'une double couche
- dans la chambre de diffusion, la double couche se propage vers le bas
- la formation d'une seconde double couche se produit avant même que la première ait atteint le bas du réacteur : à un instant donné, deux double-couche coexistent donc dans la chambre de diffusion

En fonction de la position axiale, la vitesse de propagation de la double couche présente deux valeurs. Les deux pentes de la figure 3.14 représentent respectivement 150 ms^{-1} pour $15 \text{ cm} < z < 26 \text{ cm}$, et 200 ms^{-1} lorsque $z < 15 \text{ cm}$. Une discussion sur cette vitesse de propagation est donnée plus loin.

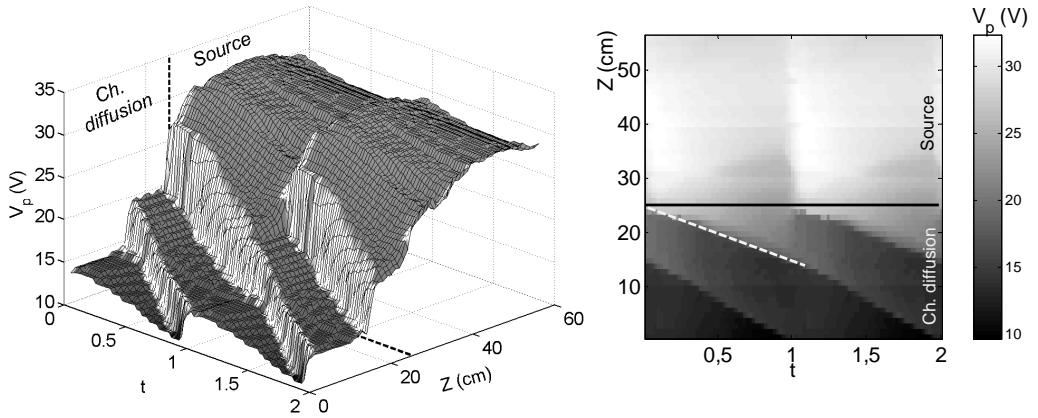


FIG. 3.14 : Évolution spatiotemporelle du potentiel plasma sur l'axe z pour un mélange Ar/SF_6 (0,75 : 0,25), à 0,13 Pa, 600 W. Représentation tridimensionnelle à gauche, et en niveaux de gris à droite. L'échelle de temps est normalisée à la période de 1,3 ms.

Évolution axiale de la densité électronique

La figure 3.15 représente l'évolution de la densité électronique pour les mêmes conditions que la figure 3.14, en échelle logarithmique. La densité électronique suit les évolutions du potentiel plasma : une forte densité électronique (de l'ordre de $4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$) est associée aux zones de forts potentiels plasma ($\approx 30 \text{ V}$) dans la source. Des densités d'un ordre de grandeur plus faible sont mesurées du côté faible potentiel de la première double couche (autour de 20 V). Une seconde chute abrupte de densité est observée pour la seconde double couche.

La double couche propagative sépare donc deux plasmas très différents en terme de densité électronique : un plasma de forte densité électronique dans la source, et un plasma de faible densité électronique dans la chambre de diffusion.

Évolution axiale de la température électronique

Il est assez difficile de déterminer le profil bidimensionnel (z, t) de la température électronique. En effet deux critères contradictoires limitent la résolution d'une sonde de Langmuir : une faible surface de collection des charges permet de limiter la perturbation du plasma lorsque la sonde est polarisée positivement, une surface importante est nécessaire pour avoir une bonne résolution du courant de saturation ionique. Afin de pouvoir mesurer l'évolution du potentiel plasma, le système sacrifie la sensibilité de mesure du courant

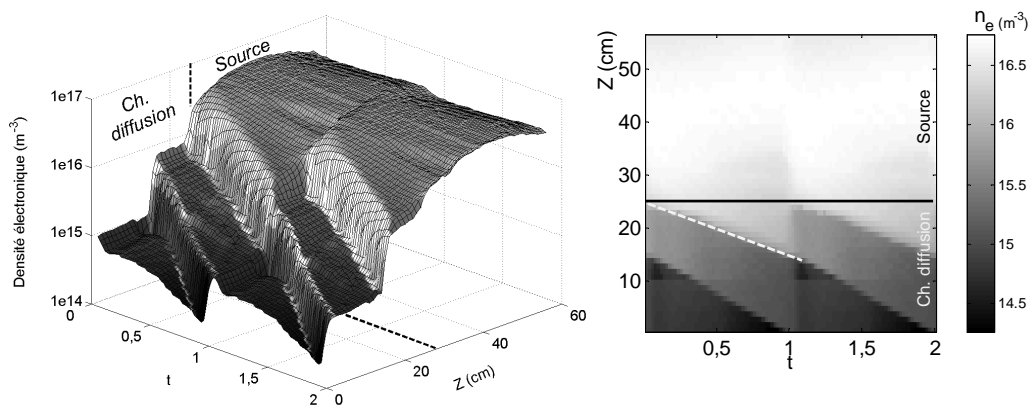


FIG. 3.15 : *Évolution spatiotemporelle de la densité électronique sur l'axe z .
Mêmes conditions qu'en figure 3.14*

ionique. De plus, la réussite d'une mesure résolue en temps est conditionnée par la possibilité d'effectuer une moyenne correcte des signaux mesurés sur plusieurs périodes. Les erreurs de mesures commises lorsque la sonde est polarisée négativement ne permettent pas le traitement automatisé des acquisitions pour accéder à l'évolution spatiotemporelle de la température électronique.

Cependant il est possible d'effectuer un traitement manuel, qui permet d'obtenir la température à partir des caractéristiques de sondes. Cette technique étant fastidieuse et parfois peu précise (l'interpolation linéaire de la caractéristique $\ln I_e = f(V_s)$) n'étant valide que sur un ordre de grandeur dans certaines conditions), je présente uniquement le résultat pour $t=0,1$ en figure 3.16(a). Dans la source la température est relativement élevée, atteignant pratiquement 5 eV. Elle décroît très fortement à l'approche de la double couche, et subit une discontinuité de l'ordre d'un eV (passant de 3,5 à 2,5 eV) à l'endroit de la première double couche. La seconde double couche ($z \approx 15$ cm) est aussi accompagnée d'une chute de la température de l'ordre de 0,5 eV.

Etant donné la difficulté de détermination de la température résolue en temps, il est intéressant de comparer l'évolution spatiale de T_e pour $t = 0,1$ à l'évolution spatiale de la température électronique moyennée dans le temps (figure 3.16(b)). Cette dernière est obtenue en analysant la caractéristique courant-tension lorsque le temps d'acquisition de chaque point de la caractéristique est très long devant la période de l'instabilité. Les deux évolutions sont similaires : l'estimation de la température électronique résolue en temps est donc validée. En particulier, les deux évolutions spatiales sont identiques

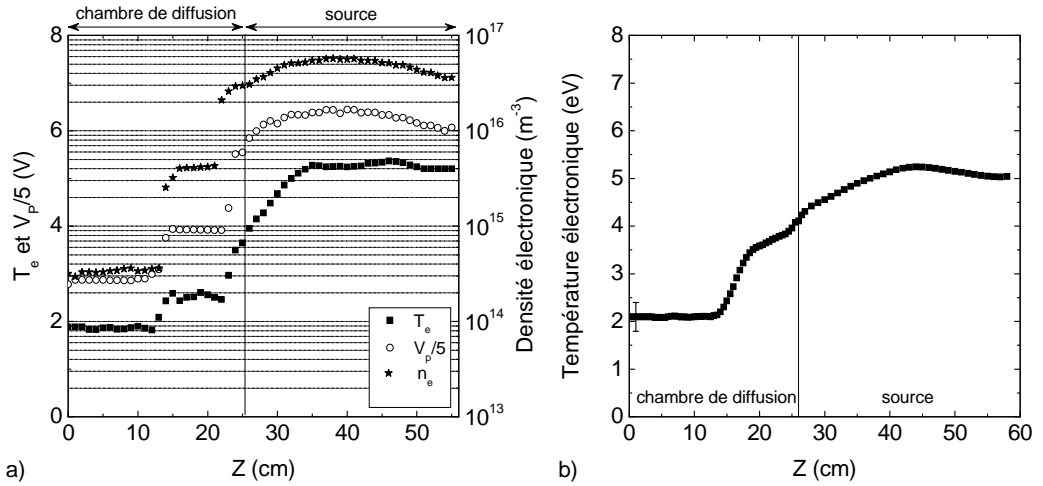


FIG. 3.16 : (a) Évolution axiale des densité électronique, potentiel plasma et température électronique à $t = 0,1$ (mêmes conditions qu'en figure 3.14). (b) Évolution axiale de la température électronique moyenne dans le cas d'un mélange Ar/SF_6 (0,5 : 0,5).

dans la source. Elles le sont aussi en bas de la chambre de diffusion. Néanmoins la modulation temporelle de la température électronique en haut de la chambre de diffusion ($15 \text{ cm} < z < 30 \text{ cm}$) est importante.

Quelques remarques sur la dynamique électronique

La représentation des paramètres électroniques pour $t = 0,1$ en figure 3.16(a) amène plusieurs remarques. La première double couche est localisée à $z \sim 22 \text{ cm}$. La chute de potentiel associée est estimée à 7 V ($\pm 25\%$)¹. La densité électronique diminue d'un facteur 4. La température électronique étant de l'ordre de 4 eV , les ordres de grandeurs respectent une relation de Boltzmann ($\exp(7/4) \sim 5,7$).

La seconde double couche est localisée à $z \sim 15 \text{ cm}$ et son amplitude est d'environ 5 V . La température électronique y est aussi beaucoup plus faible, environ $2,5 \text{ eV}$. Les conséquences sont une diminution importante de la densité électronique. La mesure indique une diminution d'un facteur 10, qui reste en accord avec un équilibre de Boltzmann pour les électrons (dans ces

¹l'amplitude de la double couche est estimée par la différence entre le potentiel plasma au-dessus et en-dessous de la double couche. Cependant l'erreur sur cette évaluation peut être considérée comme importante (25 %). L'incertitude de la mesure du potentiel plasma est liée à la longueur du filament de collection de 5 mm , qui est aussi l'ordre de grandeur de l'extension spatiale de la double couche.

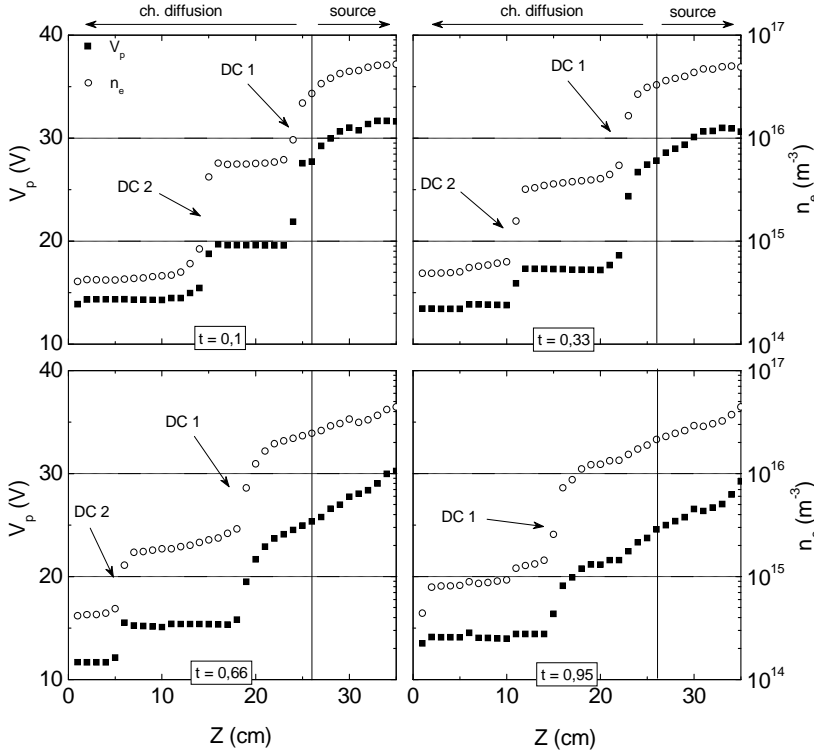


FIG. 3.17 : Évolutions axiales du potentiel plasma et de la densité électronique pour quatre instants : $t = 0,1$, $t = 0,33$, $t = 0,66$, $t = 0,95$.

conditions $\exp(5/2, 5) \sim 7, 4$).

La représentation simultanée du potentiel plasma et de la densité électronique pour différents instants de la période d'instabilité est donnée en figure 3.17. Il est ainsi possible de suivre l'évolution de l'amplitude de la double couche et la discontinuité de densité électronique associée. A $t = 0$, une double couche, notée DC1, se forme à la sortie de la source ($z = 26$ cm). Son amplitude ainsi que la décroissance de la densité électronique associée restent sensiblement les mêmes pour les trois premiers quarts de la période ($t = 0,33$, $t = 0,66$). Cependant, juste avant l'apparition d'une nouvelle double couche à $t = 1$, l'amplitude de la double couche DC1 (qui se trouve en $z \approx 15$ cm à $t = 0,95$), diminue rapidement pour atteindre 5 V à $t = 1$. Notons qu'au dessus de la double couche, la diffusion du plasma est d'autant plus importante que la double couche entre profondément dans la chambre de diffusion. La densité dans la source reste quasiment constante au cours du temps.

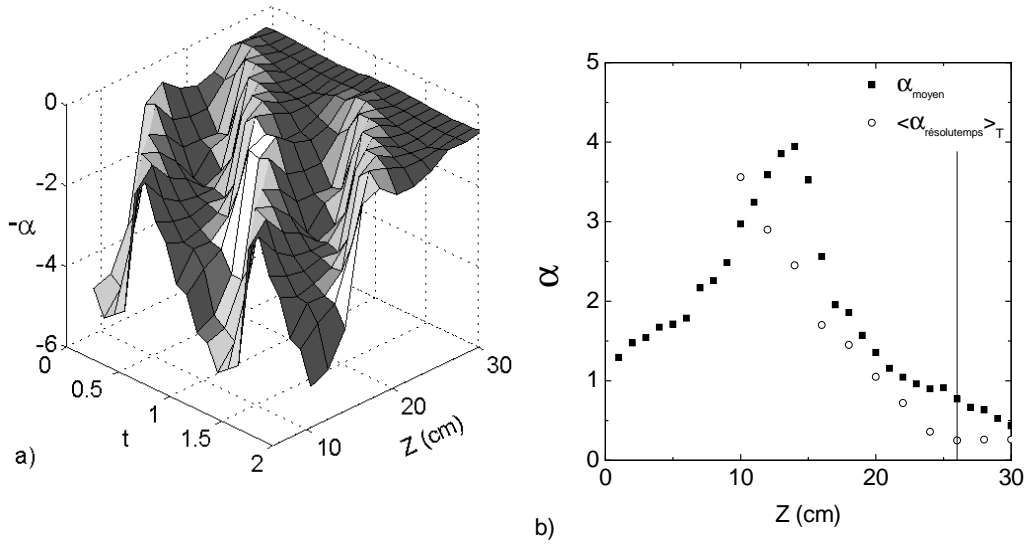


FIG. 3.18 : (a) Évolution spatiotemporelle de l'électronégativité mesurée par photodétachement laser. (b) Comparaison de la moyenne de l'électronégativité résolue en temps et de l'électronégativité moyenne. Mêmes conditions qu'en fig. 3.14

Mesure spatiotemporelle de l'électronégativité par photodétachement laser

La mesure de l'évolution spatiotemporelle de l'électronégativité par photodétachement laser est donnée en figure 3.18(a). La résolution temporelle, moins importante que pour le système résolu en temps des sondes de Langmuir, est limitée par le retard entre le signal de déclenchement (front montant de l'émission optique dans la source) et le flash des lampes du laser Nd :YAG. Celui-ci ne peut pas être diminué en-deçà de $180 \mu\text{s}$. Ainsi, pour mesurer la dynamique sur une période de l'instabilité (1,3 ms), il est nécessaire d'explorer la période suivant celle pour laquelle le déclenchement a été effectué. La modulation de fréquence naturelle du processus périodique de formation-propagation de la double couche (minimisée autour de 5%) et la nécessité de moyenner les acquisitions d'au moins 100 tirs lasers limite la résolution temporelle ; j'ai choisi de réaliser 10 acquisitions par période.

L'analyse du profil d'électronégativité amène les remarques suivantes :

- l'électronégativité dans la source est très faible, inférieure à 0,5 ; elle est de plus très peu modulée
- la modulation dans la chambre de diffusion est très forte, et suit l'évolution du potentiel plasma
- l'électronégativité est beaucoup plus faible du côté faible potentiel de la

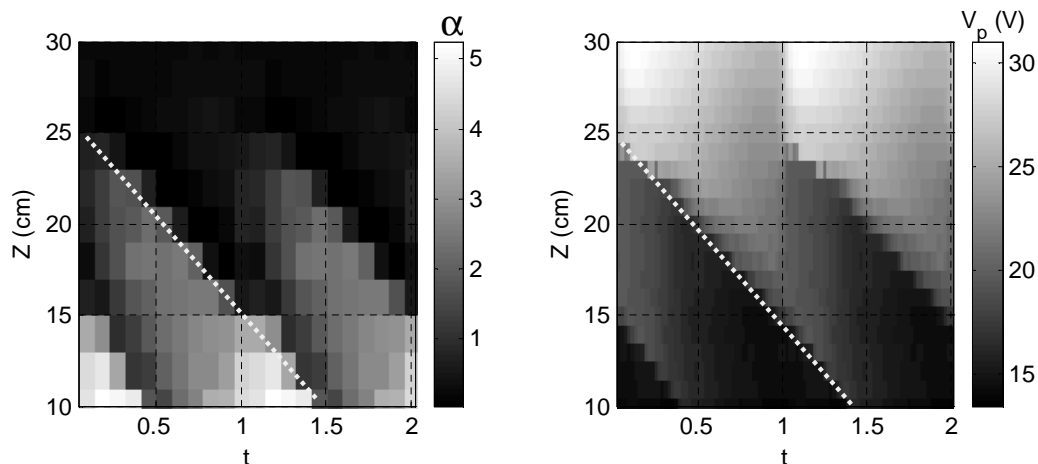


FIG. 3.19 : (a) Évolution de l'électronégativité mesurée par photodétachement laser. (b) Évolution du potentiel plasma (zoom de la fig. 3.14). Mêmes conditions qu'en fig. 3.14

double couche que du côté fort potentiel de la double couche

Il est intéressant d'examiner la validité de cette mesure, difficile à réaliser. Si le rapport de la période de tir laser à la période d'instabilité n'est pas entier, chaque tir laser explore une partie différente de la période de l'instabilité. La moyenne du signal de photodétachement sur un grand nombre de tirs laser (~ 500) permet la mesure de la l'électronégativité moyenne. Celle-ci est représentée sur la figure 3.19(b) (■). Sur le même graphique est présentée la moyenne sur une période de l'électronégativité résolue en temps présentée précédemment (○). L'accord entre les deux évolutions spatiales est tout a fait convenable étant donné la résolution temporelle du signal résolu en temps (10 échantillons par période). Cependant, dans la source, les valeurs diffèrent de 50 %. La position du maximum n'est pas la même dans les deux cas. Ces différences amènent à valider la mesure résolue en temps en considérant une erreur absolue de l'ordre de 1.

La confrontation des évolutions spatiotemporelles de l'électronégativité et du potentiel plasma apporte des informations précieuses sur la dynamique du plasma de part et d'autre de la double couche. La figure 3.19 présente en regard l'évolution spatiotemporelle de l'électronégativité et un zoom de l'évolution du potentiel plasma. La double couche est très clairement associée à un gradient important d'électronégativité : une faible électronégativité du côté fort potentiel, et une forte électronégativité du côté faible potentiel. La figure 3.20 présente les évolutions spatiales de l'électronégativité pour $t =$

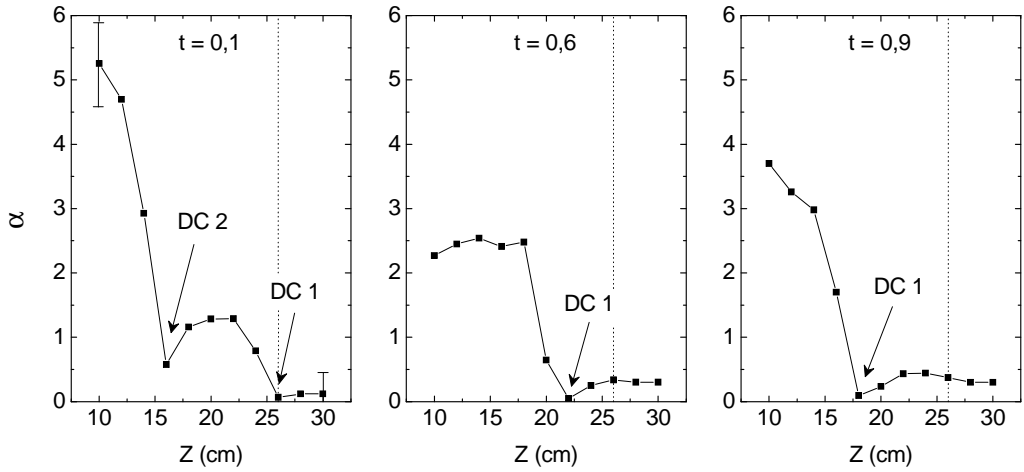


FIG. 3.20 : *Evolution spatiale de l'électronégativité pour trois instants de la période de l'instabilité.*

0,1, 0,6 et 0,9. Les positions des doubles couches sont indiquées sur la figure. La remarque précédente est confirmée : il y a rupture d'électronégativité à la position de la double couche. La croissance temporelle de l'électronégativité entre les deux doubles couches est de l'ordre de la période de l'instabilité. α croît linéairement entre les doubles couches DC 1 et DC 2 : $\alpha \sim 1$ à $t = 0,1$, $\alpha \sim 2,5$ à $t = 0,6$, $\alpha \sim 4$ à $t = 0,9$. Il est possible que l'échelle de temps de la dynamique ionique négative soit celle qui fixe la période de formation-propagation de la double couche.

La double couche sépare donc deux plasmas de nature différente : le plasma est électropositif du côté fort potentiel de la double couche, et fortement électronégatif du côté faible potentiel. L'échelle de distance impliquée dans ce changement de structure semble être celle de la longueur de la double couche.

Les valeurs absolues d'électronégativité sont en accord avec les résultats publiés dans des conditions similaires. L'hexafluorure de soufre est en effet un gaz très fortement électronégatif à pression intermédiaire (autour de 10 Pa) et pour des densités électroniques assez faibles : il est possible d'obtenir $\alpha \approx 100 - 1000$ dans des réacteurs capacitifs à 13 Pa (Kono, 2002). Cependant, à basse pression, l'électronégativité doit être plus faible : d'une part les fragments attachants sont moins nombreux, d'autre part l'accroissement de l'énergie moyenne électronique augmente significativement les pertes d'ions négatifs par collision électronique. Les valeurs typiques mesurées par sonde électrostatique dans un réacteur similaire opéré avec un champ magnétique (Chabert *et al.*, 1999) sont de l'ordre de 2-5 dans le cœur du plasma. Ces va-

leurs correspondent cependant à la limite basse de détection par sondes électrostatiques. L'article de revue (Kono, 2002) donne un intervalle pour α de 3 à 8 (mesures par photodétachement laser) pour des concentrations de SF_6 de 5 à 20 % dans l'argon à 3,3 Pa, dans un réacteur inductif, pour un paramètre $n_e/n_g \approx 10^{-3}$. L'ion négatif majoritaire dans ces conditions semble être l'ion F^- . Cet ordre de grandeur est confirmé par les mesures par photodétachement laser de (St-Onge *et al.*, 2000) dans une décharge par onde de surface en mélange Ar/ SF_6 . Les valeurs de α mesurées sont comprises entre 1,5 et 4 à 0,13 Pa. Des mesures par sonde électrostatique et vitesse de phase des ondes acoustiques rapides (Shindo *et al.*, 2001) donnent $1,5 < \alpha < 20$ pour une concentration de SF_6 entre 1 et 13% dans l'argon. Cependant l'accord entre ces deux techniques est très mauvais pour les fortes électronégativités.

Sonde plane et double couche propagative

La mesure résolue en temps des densités ioniques par sonde électrostatique (sonde plane avec anneau de garde) n'a pas été possible pour deux raisons : une modulation radiofréquence due à la conception de la sonde (le retour de masse s'effectue par l'intermédiaire du système de mesure - oscilloscope via la connexion secteur) ne permet pas une sensibilité suffisante pour la mesure du courant de saturation ionique, et la présence de la double couche entraîne l'existence d'un faisceau d'ions positifs depuis la source vers la chambre de diffusion qui rend caduque l'analyse des caractéristiques de sonde selon la méthode usuelle (voir chapitre 4). Nous ne présentons donc de mesure ni de la densité ionique positive, ni de l'électronégativité par sonde électrostatique.

Évolution radiale des paramètres plasmas

L'ensemble des mesures présentées jusqu'à présent s'est intéressé au profil axial des paramètres plasmas. Qu'en est-il de la géométrie tri-dimensionnelle de la double couche dans la chambre de diffusion? Le profil spatio-temporel de l'évolution radiale du potentiel plasma dans les mêmes conditions que précédemment est donné en figure 3.21. A $r = 0$ (au centre de la chambre de diffusion), nous retrouvons bien les arrivées successives des doubles couches formées à l'interface source-chambre de diffusion. Au cours du temps, cette transition brutale du potentiel plasma se déplace vers l'extérieur de la chambre de diffusion (vers les rayons grands). L'arrivée de la double couche aux rayons importants présente un retard important par rapport à son arrivée sur l'axe : environ 0,5 période pour parcourir 10 cm, entre $r = 6$ et $r = 16$ cm. Cette vitesse de propagation est de l'ordre de grandeur de la vitesse de propagation axiale. Nous formulons donc l'hypothèse d'une

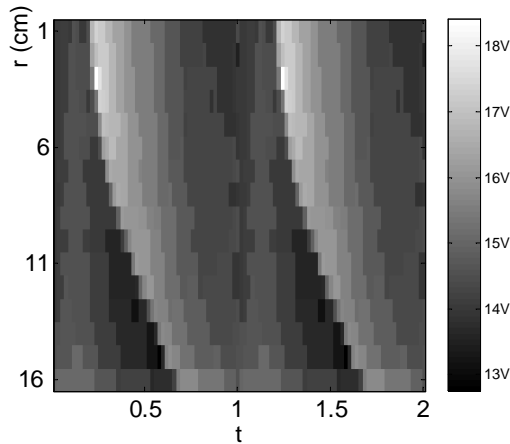


FIG. 3.21 : *Evolution spatio-temporelle radiale du potentiel plasma dans le plan médian de la chambre de diffusion ($z = 14$ cm). 0,13 Pa, 600W.*

géométrie quasi-sphérique pour la double couche. Au cours de la propagation de la double couche, le rayon de cette double couche augmente constamment. Une analogie imagée consiste à penser la double couche propagative comme étant l'enveloppe d'un ballon de baudruche, de plus en plus gonflé au cours du temps. Cette hypothèse sera confortée par les observations apportées au chapitre suivant (en particulier en figure 4.2).

Une dynamique plus complexe à très forte électronégativité

Le comportement du plasma en fonction de la concentration C de SF_6 a été décrit au début de la section. Les résultats précédents ont montré une formation et une propagation périodique d'une double couche pour une concentration C de 25%. Cette description est valable pour toutes les concentrations C supérieures à 20%. Cependant, lorsque C est importante, la dynamique est plus complexe. La figure 3.22 présente les évolutions des flux électroniques et ioniques pour une concentration C de 50%.

Quelques caractéristiques importantes peuvent être dégagées. Nous retrouvons une modulation importante des flux dans la chambre de diffusion et une modulation faible dans la source. Dans la chambre de diffusion, deux échelles de temps sont observées : une période longue (environ 0,7 ms dans le cas présenté), et une période courte légèrement inférieure à 0,1 ms (en particulier pour $z = 18$ cm). La période longue est associée à des variations brutales des flux ($t \sim 0,25$ à 22 cm et $t \sim 0,5$ à 18 cm) et correspond à la propagation de la double couche décrite précédemment. A cette dynamique, s'ajoute des fluctuations rapides dans la gamme de la dizaine de kiloHertz, en

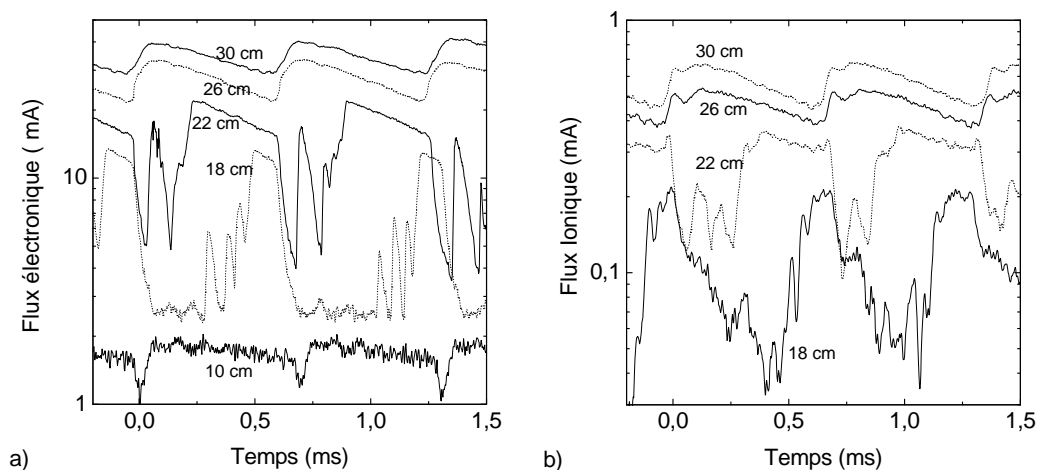


FIG. 3.22 : *Evolution spatiotemporelle des flux électroniques (sonde de Langmuir compensée polarisée à + 35 V) (a) et ioniques (sonde plane polarisée à -50 V)(b) pour l'instabilité de transport. Mélange Ar/SF₆ (0,5 :0,5), pression 0,13 Pa, puissance 600 W. Les acquisitions aux différentes positions ont été effectuées séquentiellement. Les signaux sont filtrés (passe bas de fréquence de coupure 160 kHz).*

particulier dans la chambre de diffusion. La propagation de la double couche et les fluctuations rapides étant asynchrones, il n'est pas possible de déterminer leur dynamique grâce au système de mesure résolu en temps. Cependant, ces fluctuations rapides peuvent être rapprochées de celles qui sont observées lors des transitions entre les régime I et III ainsi qu'entre III et VI et qui seront décrites dans la section 3.4.

3.3.3 Influence de la pression

L'existence d'une double couche périodiquement propagative n'est pas affectée par une modification de la pression du plasma, du moins pour les paramètres accessibles (0,05 à 2 Pa de pression de gaz neutre non dissocié). Les caractéristiques de sa structure électrique ne sont pas non plus modifiées par le changement de pression. La figure 3.23 représente l'évolution spatiotemporelle du potentiel plasma pour trois pressions de gaz neutre. La fréquence augmente avec la pression : 770 Hz pour 0,13 Pa, 1000 Hz pour 0,4 Pa et 1250 Hz pour 1,04 Pa. La vitesse de propagation de la double couche augmente elle aussi avec la pression. Il est remarquable de noter que le produit de la vitesse de propagation par la période reste constant : les pentes des lignes blanches pointillées sont conservées en figure 3.23. Ainsi la vitesse de propagation de

la double couche peut être le paramètre fixant la fréquence du phénomène. L'augmentation de pression semble aussi modifier un peu la position d'apparition de la double couche : elle serait décalée de 2 cm entre 0,13 Pa et 1 Pa. Néanmoins, nous n'avons d'explications ni à l'augmentation de vitesse de propagation pour les positions basses ($z < 15$ cm), ni à la formation successive de deux doubles couches au même instant dans la chambre de diffusion.

Il est intéressant ici de revenir sur la valeur de la vitesse de propagation de la double couche et de la comparer aux vitesses typiques du plasma. Pour une pression de 0,13 Pa, cette vitesse est de 150 ms^{-1} dans le haut de la chambre de diffusion et de 200 ms^{-1} dans le bas. Pour les pressions supérieures, il y a augmentation de ces vitesses dans le rapport de fréquences (soit respectivement 250 et 325 ms^{-1}). La vitesse thermique des ions négatifs (pour une température de 0,1 eV), est de l'ordre de 450 ms^{-1} pour un ion de masse 40 et 270 ms^{-1} pour un ion de masse 120. Les vitesses de phase du mode acoustique ionique lent sont de l'ordre de grandeur de la vitesse thermique des espèces lourdes. Ainsi, la vitesse de propagation de la double couche est de l'ordre de la vitesse thermique des ions négatifs, et de la vitesse de phase du mode acoustique ionique lent.

La variation de la pression se traduit par une diminution de la température électronique (Lieberman & Lichtenberg, 2005, p. 334) (dans le cas d'un plasma électropositif, ce qui reste justifié à la lecture des résultats d'électro-négativité donnant un plasma électropositif dans la source) et du potentiel plasma (exprimé en première approximation par $V_p = 4,7 T_e$ en argon). Cette diminution du potentiel plasma est très claire dans la source, pour laquelle le potentiel passe de 32 V pour 0,13 Pa à 23 V pour 1,04 Pa. Dans la chambre de diffusion, l'influence de la pression sur le potentiel plasma semble très faible : autour d'un volt. L'amplitude de la double couche propagative semble donc diminuer avec la pression. La mesure de l'amplitude de la double couche par le système résolu en temps doit être discutée. En effet, l'évolution du potentiel plasma du côté faible potentiel de la double couche mesuré par le système résolu en temps ne suit pas les évolutions obtenues en présence de la double couche statique (voir section 4.2.3). Il apparaît dans cette section que l'amplitude de la double couche statique (régime III) ne varie pas avec la pression. L'augmentation de la pression se traduit par une diminution du courant mesuré, en particulier du côté faible potentiel de la double couche (diminution de la diffusion et de la température électronique). La mesure du potentiel plasma du côté faible potentiel de la double couche propagative peut alors être entachée d'une erreur importante et expliquer la contradiction des mesures dans le régime statique et le régime propagatif.

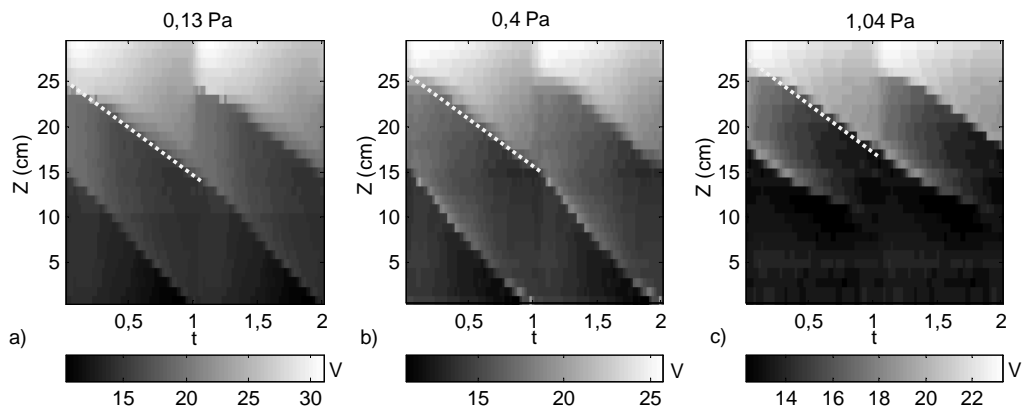


FIG. 3.23 : Évolution spatiotemporelle du potentiel plasma pour trois pressions (a) $0,13 \text{ Pa}$, (b) $0,4 \text{ Pa}$, (c) $1,04 \text{ Pa}$. Mélange Ar/SF_6 (0,75 :0,25), 600 W.

3.3.4 Influence de la géométrie

L'apparition de la double couche au niveau de la transition source - chambre de diffusion semble indiquer que les effets géométriques sont importants. Expérimentalement, deux paramètres sont facilement accessibles : la longueur de diffusion du plasma, et l'absence/présence de changement de rayon à la transition source - chambre de diffusion. Les résultats présentés au cours de cette sous-section sont relatifs à un mélange Ar/SF_6 (0,5 :0,5).

Influence de la longueur de diffusion

Le groupe de Tuszewski (Tuszewski & White, 2003) a montré expérimentalement que l'instabilité de transport observée dans leur système disparaît lorsque la longueur de la décharge est diminuée. Afin d'explorer l'influence de la longueur de diffusion du plasma, nous avons inséré un plateau mobile dans la chambre de diffusion. La condition limite sans chambre de diffusion peut ainsi être facilement obtenue. Les fenêtres de stabilité dans le cas sans chambre de diffusion sont données en figure 3.24. L'instabilité de source conserve une dynamique similaire au cas où la chambre de diffusion est présente et couvre une surface du plan de paramètre (Pression-Puissance) comparable. L'influence de l'accord en impédance est encore une fois très claire. Au contraire, l'instabilité de transport est fortement affectée par le changement de géométrie : elle disparaît en l'absence de chambre de diffusion.

Grâce au plateau inséré, il est possible de modifier la longueur de la

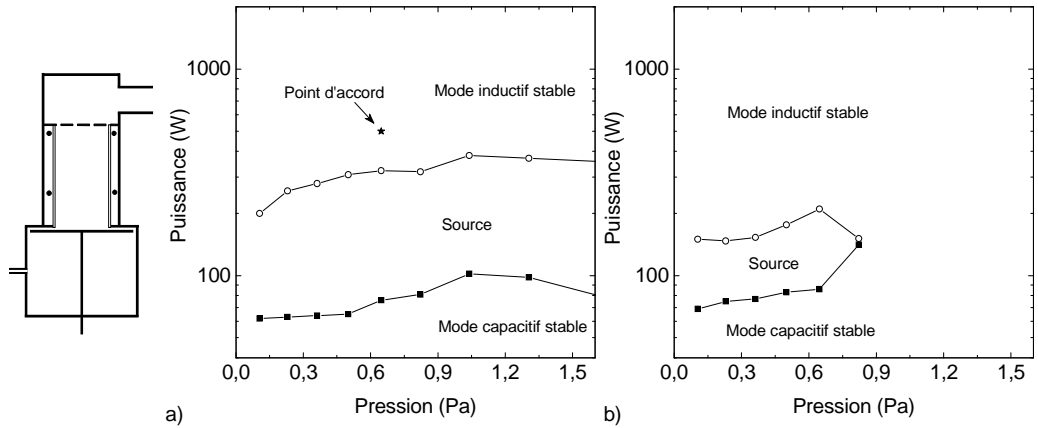


FIG. 3.24 : Régimes de fonctionnement dans le plan de paramètres (Pression-Puissance) en l'absence de chambre de diffusion. (a) Un point d'accord en impédance (0,65 Pa, 500W). (b) Meilleur accord pour tous les couples (Pression-Puissance).

chambre de diffusion et d'étudier l'influence de cette longueur sur l'apparition de l'instabilité de transport. La longueur critique de la chambre de diffusion pour laquelle apparaît l'instabilité de transport augmente faiblement avec la pression, tout en conservant de faibles valeurs : elle croît de 1,7 cm pour 0,13 Pa à 3 cm pour 0,45 Pa.

Influence de la présence de la discontinuité radiale

Les figures 3.14 et 3.17 montrent que la double couche naît à l'interface entre la source et la chambre de diffusion. La discontinuité géométrique peut jouer un rôle important dans la localisation de l'apparition de la double couche : un processus de création de double couche en gaz électropositif a été décrit (Andrews & Allen, 1971) en sortie d'un tube de constriction. J'ai étudié l'importance de la présence de la discontinuité radiale sur la naissance de la double couche propagative en insérant un tube en aluminium dans la chambre de diffusion. Ce tube a un rayon interne égal à celui de la source. Les conditions aux limites électriques ne sont pas modifiées par la présence de ce tube. Les fenêtres de stabilité dans le plan de paramètres (Pression, Puissance) sont données en figure 3.25, pour les deux conditions d'accord en impédance usuelles. Les zones de stabilité sont assez différentes de celles des cas précédents :

- la zone d'apparition de l'instabilité de transport est fortement réduite ; l'instabilité disparaît pour des pressions supérieures à 0,5 Pa.
- deux types d'instabilités de sources sont observées. Une instabilité "for-

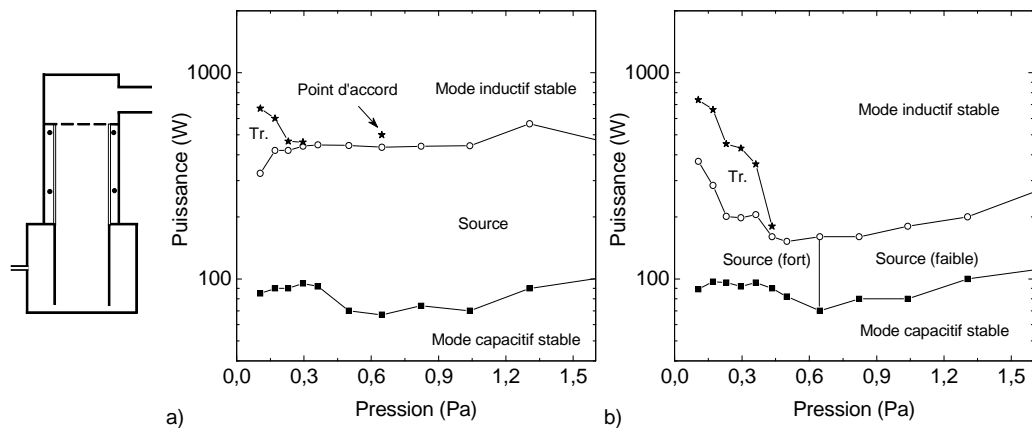


FIG. 3.25 : Régimes de fonctionnement dans le plan de paramètres (Pression-Puissance) en présence d'un tube (décharge cylindrique). (a) Un point d'accord en impédance (0,65 Pa, 500W). (b) Meilleur accord pour tous les couples (Pression-Puissance).

te", similaire à celle qui a été mesurée en 3.2, et une instabilité "faible" dont les sauts de mode sont plus faibles, et dont l'amplitude de fluctuations de l'émission optique est plus faible. La fréquence de la seconde est inférieure à la fréquence de la première.

L'insertion du tube réduit très fortement les conditions d'apparition de la double couche propagative, mais n'est pas une condition exclusive. L'analyse des évolutions temporelles des flux ioniques et électroniques indique toutefois que la double couche semble se former dans la source, pour une position axiale autour de 30 cm. Il serait intéressant de poursuivre la caractérisation expérimentale de la double couche propagative dans cette géométrie. Ces informations sont importantes pour la détermination d'un critère d'apparition de la double couche, tant pour un développement théorique, que pour les développements numériques décrits à la fin du chapitre suivant.

3.3.5 La "downstream instability" : une double-couche propagative ?

Une instabilité de transport similaire à celle observée par le groupe de Tuszewski (Tuszewski & Gary, 2003) a été mise en évidence dans le réacteur hélicon. Son existence n'est assurée que pour des concentrations de SF_6 supérieures à 15% en mélange Ar/SF_6 lorsque la longueur de diffusion du plasma est suffisante. Les mesures spatio-temporelles montrent que l'instabilité est due à la formation et propagation périodique d'une double couche, dont les caractéristiques principales sont les suivantes :

- amplitude de la double couche : ≈ 7 V
- vitesse de propagation de 150 ms^{-1} , vitesse proche de la vitesse thermique des ions.
- le plasma du coté haut potentiel est électropositif ($\alpha < 0,5$), de forte densité électronique ($4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$), de forte température électronique (4 - 5 eV).
- le plasma du coté faible potentiel est électronégatif ($\alpha \approx 2 - 5$), de faible densité électronique ($6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$), de faible température électronique (≈ 3 eV).

La dynamique du phénomène présente une certaine similarité avec celle de la "downstream instability" observée par Tuszewski (Tuszewski & White, 2003) :

- les fréquences sont du même ordre de grandeur
- la dynamique présente un caractère propagatif qui naît à une position donnée
- les vitesses de propagation sont proches (150 ms^{-1} pour les deux expériences)
- le plasma de source n'est que faiblement modulé
- l'influence du couplage de l'énergie sur la dynamique est faible (accord en impédance, fréquence d'excitation, type d'antenne)
- courant et tension radiofréquences sont peu ou pas modulés
- le phénomène est inexistant pour de faibles longueurs de la chambre de diffusion
- les conditions d'apparition sont similaires (pression, puissance, densité, mélange gazeux)
- les relevés spatio-temporels de flux ioniques sont très similaires
- les images issues de vidéo rapide (Tuszewski & White, 2003) montrent une délimitation claire entre une zone très rouge et une zone bleutée moins intense. Cette délimitation possède une géométrie sphérique, très similaire à celle décrite au chapitre 4. Cette délimitation se propage vers le bas sur les images vidéo rapide.

Cependant des différences notables entre nos observations et celles du groupe de Los Alamos subsistent. La plus importante est sans aucun doute le fait que la figure 6 de (Tuszewski & White, 2003) ne montre pas de modulation du courant électronique, alors que le figure 3.15 montre très clairement une dynamique importante pour la densité électronique. De plus, nous n'avons pas observé de régime de fonctionnement stable en mélange Ar/SF₆ (0,5 : 0,5), alors que Tuszewski a observé que la position de la zone où apparaît la modulation s'éloigne de la source lorsque la puissance est augmentée, conduisant à une décharge stable à puissance élevée.

3.4 Régimes de forte activité acoustique ionique

Le schéma 3.12 a mis en évidence l'existence de fluctuations rapides aux transitions entre les régimes I (cas électropositif) et III (double couche statique) ainsi qu'entre les régimes III et VI (double couche propagative). La caractérisation expérimentale de ces transitions est présentée dans cette section. Quelques pistes d'analyse sont proposées.

3.4.1 Régime II : Activité acoustique ionique et diffusion continue du plasma

La transition du régime I au régime III fait apparaître un comportement dynamique très riche analysé au cours de cette sous-section. Pour des concentrations C supérieures à 4%, une activité acoustique ionique se développe dans la chambre de diffusion. Des évolutions temporelles typiques des flux ioniques sont donnés en figure 3.26. Les mesures des flux de saturation ionique ont été effectuées avec la sonde quadruple (section 2.2.2). L'acquisition des courants électroniques avec cette sonde perturbe notablement la dynamique du plasma ; les flux électroniques ne sont pas reproduits mais les observations confirment qu'ils ont la même allure que les flux ioniques. L'amplitude des fluctuations n'est pas spatialement uniforme et peut atteindre l'amplitude moyenne du flux. Les fluctuations observées naissent dans la chambre de diffusion et se propagent vers le haut (les points noirs et les flèches peuvent servir de guide en figure 3.26). Les tracés de la figure 3.26 montrent que la vitesse de propagation dépend fortement de la position ; elle croît depuis la chambre de diffusion vers la source. Ce point sera développé en fin de sous-section.

Evolution spatiale des fluctuations

Le profil moyenné en temps du flux de saturation ionique est présenté en figure 3.27(a - ☆). La structure électrique moyennée en temps n'est pas modifiée profondément par rapport au régime I : la diffusion du plasma se fait toujours continuellement. L'amplitude crête à crête des fluctuations du flux ionique est reproduite sur la même figure. Il apparaît clairement que ces fluctuations naissent dans la chambre de diffusion, autour de $z = 15$ cm, et croissent spatialement. Le maximum des fluctuations relatives se produit autour de $z \sim 26$ cm (transition source - chambre de diffusion). Le taux de fluctuations subit ensuite une décroissance spatiale faible entre 25 et 30 cm, et très importante au dessus de 30 cm.

L'évolution spatiale du spectre des fluctuations est produite en figure 3.27(b). La fréquence dominante (autour de 15 kHz) n'évolue pas en fonction de la position axiale de la sonde ; le faible décalage observé autour de $z = 28$ cm est dû

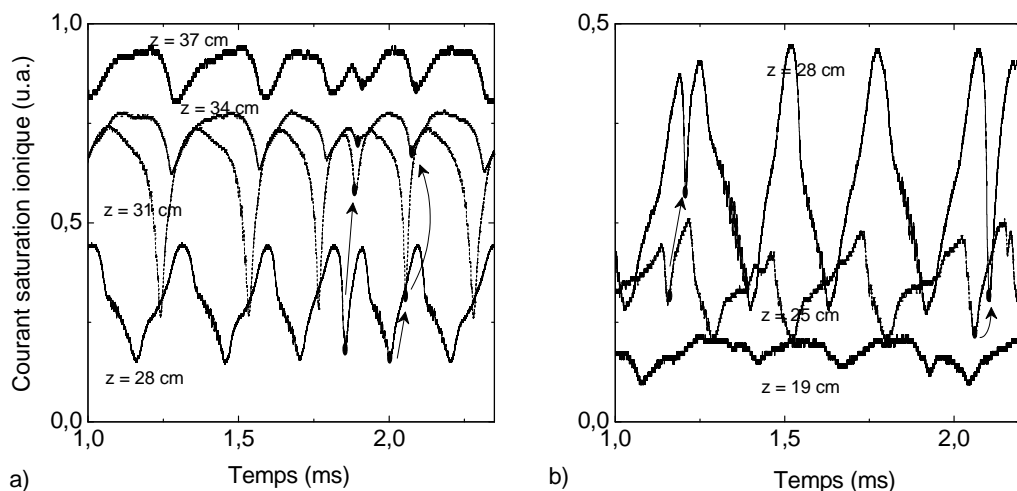


FIG. 3.26 : *Évolutions spatiotemporelles des flux de saturation ionique montrant le sens de propagation (en particulier grâce aux points noirs). (a) Dans la source, (b) dans la chambre de diffusion. Concentration $SF_6 = 7,5\%$, puissance 400 W, pression 0,13 Pa*

à la sensibilité du plasma à la présence de la sonde de mesure. Ces spectres possèdent un élargissement assez faible autour de la fréquence dominante. L'amplitude du spectre à cette fréquence dominante suit la même évolution que l'amplitude crête à crête des fluctuations.

Influence de la concentration de SF_6

Les caractéristiques des fluctuations sont très sensibles à la concentration C de SF_6 . Les figures 3.28(a) et (b) représentent les spectres des fluctuations en $z = 28$ cm pour diverses concentrations C . La figure (a) représente les spectres en échelle linéaire, et la figure (b) représente trois conditions en échelle logarithmique. Les caractéristiques principales sont : (i) spectre de plus en plus piqué lorsque C augmente, (ii) diminution de la fréquence dominante avec C , (iii) augmentation de l'amplitude du spectre à la fréquence dominante avec C . La figure 3.28(c) donne l'évolution de la fréquence dominante en fonction de la concentration C . Cette fréquence est définie comme l'inverse de la période dominante, elle-même déterminée par le second maximum de l'autocorrélation du signal temporel. L'évolution de l'amplitude crête à crête des fluctuations en fonction de la concentration C est produite en figure 3.28(d). Cette représentation confirme les remarques dressées à partir des représentations spectrales.

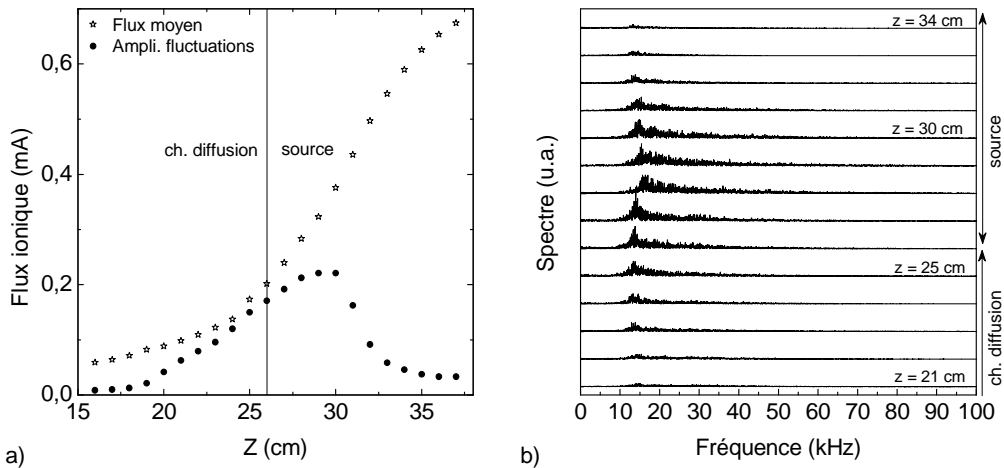


FIG. 3.27 : (a) Amplitudes du flux ionique moyen et des fluctuations et (b) spectre en fonction de la position axiale. Concentration $SF_6 = 6,3\%$, puissance 400 W, pression 0,13 Pa

Caractérisation de l'onde acoustique ionique

La non uniformité spatiale de la vitesse de propagation a déjà été évoquée. Cette dépendance spatiale dépend aussi fortement de la concentration C . La figure 3.29(a) représente l'évolution spatiale de la vitesse de phase apparente des fluctuations pour différentes concentrations C . L'évolution du nombre d'onde apparent en fonction de la concentration C est donné en figure 3.29(b). Ces grandeurs sont déterminées à partir de l'intercorrélacion de deux signaux issus de deux sondes successives, espacées de 3 cm. Les positions spécifiées correspondent à la distance médiane des deux sondes. Quelle que soit la concentration C , la vitesse augmente toujours avec les Z croissants : augmentant de quelques centaines de ms^{-1} à $z \sim 25$ cm jusqu'à quelques milliers de ms^{-1} à $z \sim 31$ cm². La première valeur correspond à la vitesse des ondes acoustiques lentes et la seconde à la vitesse des ondes acoustiques rapides en plasma électronégatif, ou à la vitesse acoustique en plasma électropositif. Le nombre d'onde est indépendant de la position dans la chambre de diffusion, mais dépend fortement de la concentration C .

Notons toutefois que la vitesse de phase apparente n'est pas la vitesse de phase acoustique usuelle. En effet, la non uniformité du potentiel plasma entraîne une dérive en sens opposé des ions positifs et négatifs. La vitesse de phase mesurée est la vitesse de phase apparente de l'onde, qui est une

²le nombre d'onde étant assez faible dans la source, le système à 4 sondes ne permet pas une détermination très précises de la vitesse de phase. L'erreur commise pour la mesure de vitesses de l'ordre de quelques milliers de ms^{-1} est estimée entre 20 et 40 %.

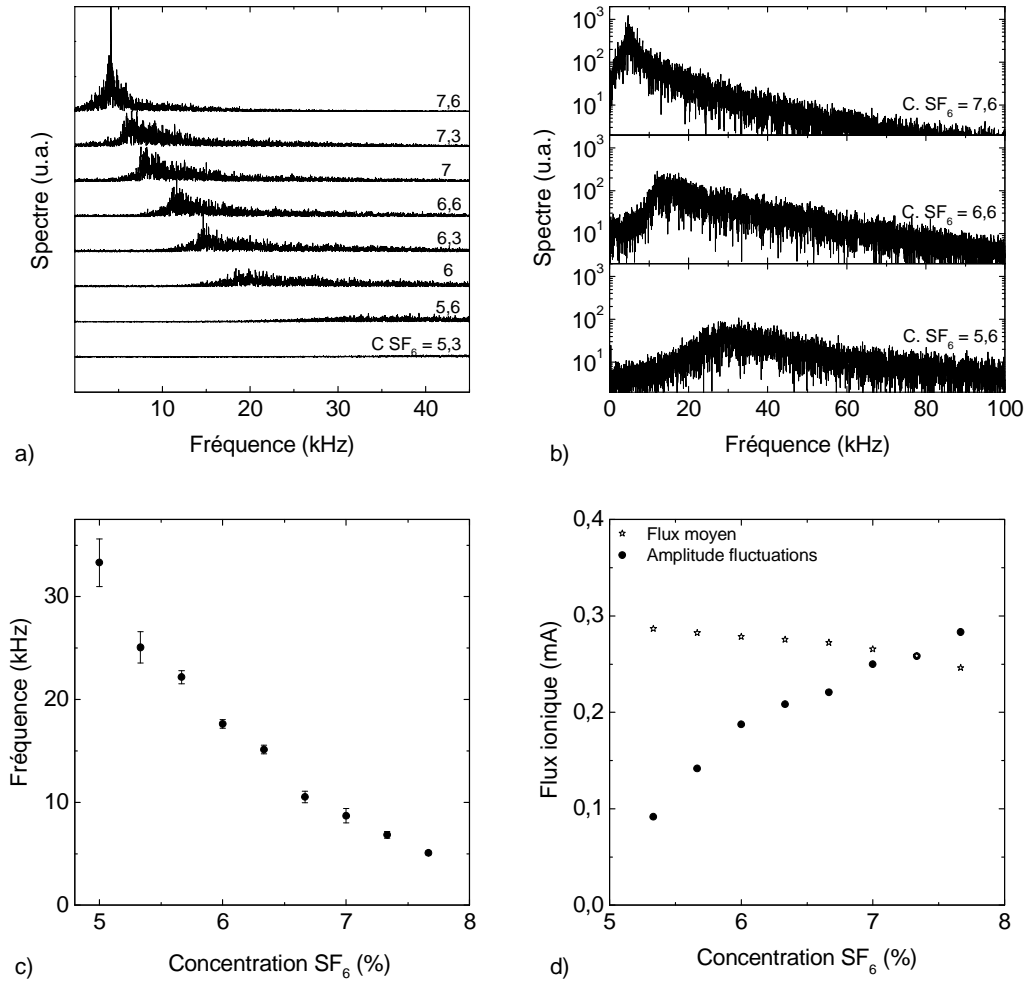


FIG. 3.28 : Évolution des spectres en échelle linéaire (a) et logarithmique (b) en fonction de la concentration C de SF_6 . c) Fréquence dominante et (d) amplitude crête à crête des fluctuations à $z = 28 \text{ cm}$.

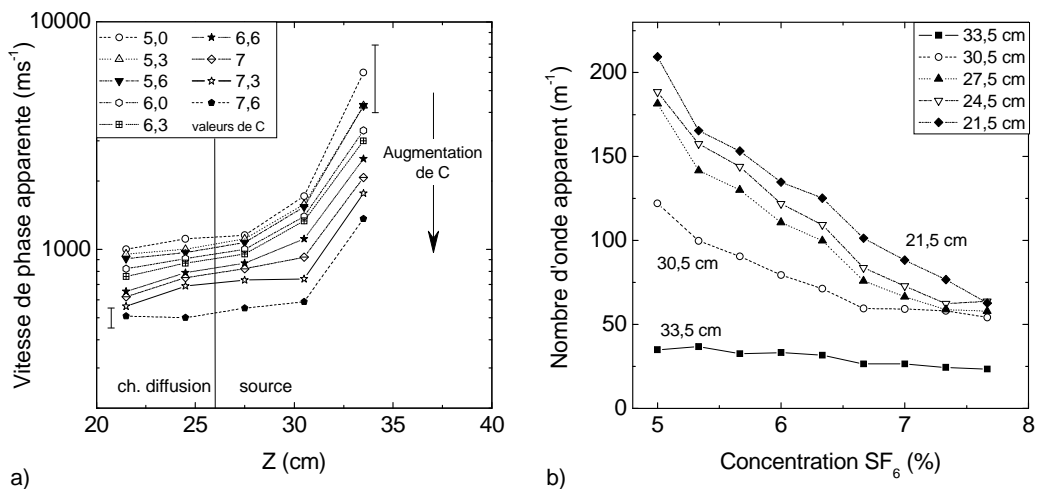


FIG. 3.29 : (a) Évolution spatiale de la vitesse de phase apparente pour diverses concentrations C . (b) Nombre d'onde apparent en fonction de la concentration C .

combinaison de l'expression usuelle de la vitesse de phase donnée dans l'introduction, et des vitesses de dérives des ions. Ces vitesses de dérives peuvent évoluer assez fortement en fonction du mélange et ne sont malheureusement pas des paramètres facilement mesurables.

La vitesse de phase apparente dans la chambre de diffusion est de l'ordre de grandeur du mode acoustique lent. Ce mode ne présente pas de dépendance avec l'électronégativité dans la description la plus simple. Néanmoins l'ajout d'un terme de friction dans la dynamique ionique modifie la relation de dispersion : celle-ci devient réellement dispersive (Jones *et al.*, 1985, p 97)

$$v_{\phi} = \sqrt{\frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{\omega_c^2}{\omega^2}}}} C_s$$

L'évolution expérimentale pour les différentes concentrations est donnée en figure 3.30 (symboles ■). Sur la même figure est reproduite l'évolution théorique précédente avec une fréquence de collisions de 30 kHz³. L'accord qualitatif est excellent.

Les processus de déstabilisation de l'onde lente et de sélection en fréquence ou en longueur d'onde ne sont pas encore bien compris ; quelques observations peuvent toutefois être dressées. Une analyse classique (fluide ou

³Cette valeur est cohérente avec les estimations usuelles d'une section efficace de collisions pour les ions argon de l'ordre de 10^{-18}m^2 (Lieberman & Lichtenberg, 2005), repris dans (Tuszewski & Gary, 2003).

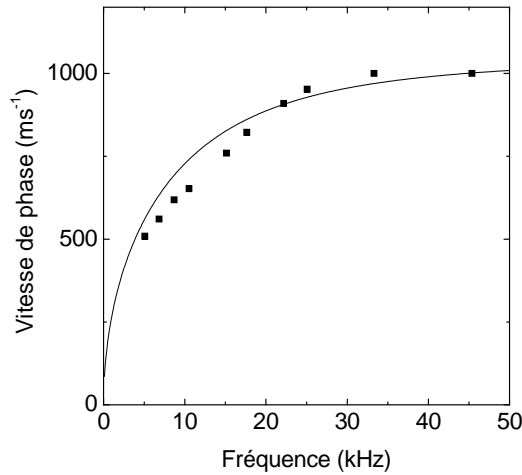


FIG. 3.30 : *Évolution de la vitesse de phase en fonction de la fréquence : points expérimentaux et prédiction du modèle fluide*

cinétique) (Nakamura *et al.*, 1997; Ichiki *et al.*, 2001) montre que les deux modes acoustiques sont stables en l'absence de dérive. L'ajout de vitesses de dérive au modèle fluide conduit cependant à un critère d'instabilité (Tuszewski & Gary, 2003) pour le mode lent. Le même article (figure 5) montre, à partir d'une description cinétique, que le mode lent peut même être le seul mode instable. Cependant, le nombre d'onde le plus instable est de l'ordre de l'inverse de la longueur de Debye électronique d'après (Tuszewski & Gary, 2003). Les relevés expérimentaux montrent un nombre d'onde d'un ou deux ordres de grandeur plus petit. La description expérimentale de l'instabilité de l'onde acoustique ionique doit être basée sur l'identification d'un paramètre de contrôle de l'instabilité. Il serait intéressant d'avoir accès à l'électronégativité ou à la différence des vitesses de dérives ioniques (à partir de laquelle un seuil d'instabilité peut être déterminé (Tuszewski & Gary, 2003)). Cependant la difficulté de ces mesures et la non uniformité spatiale ne permettent pas d'évaluer ces grandeurs. Quoiqu'il en soit, nous observons expérimentalement une variation importante de l'activité acoustique ionique avec la concentration C . Ceci nous amène à supposer que le paramètre de contrôle est lié à la concentration C de SF_6 .

Toutes les modélisations auxquelles nous avons fait références considèrent un état d'équilibre du plasma spatialement uniforme. Le gradient important du flux ionique (figure 3.27(a)) possède une longueur caractéristique de l'ordre de 10 cm. Nous verrons dans le chapitre suivant que la longueur caractéristique d'évolution de l'électronégativité est de l'ordre de 5 cm. Ces échelles

sont de l'ordre de la longueur d'onde des fluctuations observées, ainsi l'hypothèse d'un état d'équilibre uniforme est gravement violée dans les conditions présentées ici.

Cependant ces gradients importants peuvent permettre une conversion des modes électrostatiques. En effet, l'électronégativité peut être considérée comme nulle dans la source (ce point sera développé au chapitre suivant), alors qu'elle est significative dans la chambre de diffusion. L'existence des gradients de paramètres peut alors permettre une conversion de mode entre le mode acoustique lent et le mode acoustique classique dans la source et expliquer la variation spatiale importante de la vitesse de phase.

Précisons finalement que lorsque l'amplitude de l'activité acoustique ionique est importante, l'état d'équilibre du plasma est instable et le système bifurque vers la double couche statique (régime III), qui sera décrite en détail au chapitre suivant.

Il est possible de décrire le comportement du régime II à partir d'un modèle de bifurcation de type fourche. En supposant que la concentration C soit le paramètre de contrôle et l'amplitude des ondes acoustiques ioniques A se développant sur le profil de diffusion continue le paramètre d'ordre, l'évolution peut être décrite par la figure 3.31. L'équivalence entre les chemins 1 et 2 pour aller du point O au point F sur cette figure a été observée expérimentalement. Ensuite pour les valeurs élevées du paramètre de contrôle (supérieures à C_c), le système quitte le régime II : la branche A devient instable. Il est possible que le système bifurque vers un nouvel état d'équilibre, que nous n'avons pas réussi à identifier. En effet cette transition correspond au développement de la double couche statique ; ce nouvel état d'équilibre n'est plus spatialement uniforme. Une caractérisation expérimentale plus précise associée à une analyse théorique seront nécessaires pour conforter cette hypothèse.

3.4.2 Régime IV : déstabilisation de la double couche statique

Le passage du régime de double couche statique au régime de double couche propagative se fait en deux étapes, régimes IV et V. Le régime IV ne peut pas être observé sur de longues périodes, uniquement transitoirement lorsque le système passe du régime III au régime V ou inversement. Ce régime IV de déstabilisation de la double couche se traduit par l'apparition d'ondes acoustiques ioniques du côté fort potentiel de la double couche statique. Nous montrerons au chapitre suivant que lorsque la concentration C est augmentée dans le régime III, la position de la double couche descend dans la chambre de diffusion. L'état du plasma du côté fort potentiel de la

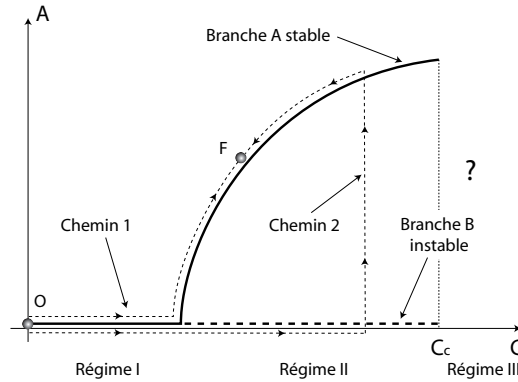


FIG. 3.31 : *Bifurcation modèle pour le régime II.*

double couche est alors similaire à celui du régime I, et il est possible que le régime IV corresponde à une situation similaire au régime II, mais qui est instable. Il n'est alors pas possible de maintenir ce régime IV sur de longs intervalles temporels, et l'observation de ce régime n'est possible qu'aux transitions III→V ou V→III.

3.4.3 Régime V : double couche propagative et activité acoustique ionique

Cette sous-section s'intéresse à la transition entre le régime double couche statique et le régime double couche propagative tel qu'il a été décrit en section 3.3, pour des concentrations C supérieures à 20%. La dynamique du flux ionique est donnée en figure 3.32. Celle-ci représente les flux de saturation ionique acquis simultanément par la sonde quadruple (deux acquisitions successives pour les 7 positions présentées). La description qualitative de la dynamique considère le début de la période à $t = 4,5$ ms et se base sur certaines caractéristiques du régime II présenté précédemment. Dans la source, au-dessus de 28 cm, l'analyse des flux amène les remarques suivantes :

- les flux restent constants pendant quatre millisecondes (entre 4,5 et ~ 9 ms)
- une activité acoustique ionique apparaît autour de $t = 9$ ms
- cette activité se propage vers le haut (voir le zoom en figure 3.33)
- l'amplitude de cette activité acoustique croît au cours du temps
- la fréquence de cette activité décroît au cours du temps
- lorsque les caractéristiques de cette activité acoustique ont certaines valeurs (fréquence faible et amplitude élevée), un régime constant est retrouvé.

L'évolution spatiale de la vitesse peut être appréciée sur la figure 3.33 : elle est similaire à celle mesurée pour le régime II. Pour une position donnée, la vitesse de phase des fluctuations diminue au cours du temps. La relation fréquence - vitesse de phase suit ainsi la même évolution que celle présentée en figure 3.30(b).

L'analyse des évolutions temporelles dans la chambre de diffusion fait clairement apparaître deux échelles temporelles :

- une échelle de temps longue associée à la propagation d'une déplétion d'ions positifs. Il s'agit du phénomène lent repéré par les flèches à partir de $t = 5$ ms.
- des fluctuations acoustiques ioniques dans la gamme de la dizaine de kHz dont nous avons mis en évidence les propriétés précédemment.

Ces données peuvent être interprétées selon la séquence suivante. A $t = 8$ ms, l'état d'équilibre du plasma est similaire au régime I (diffusion continue du plasma). Une activité acoustique se développe (entre $t = 9$ et 25 ms). Cette activité acoustique ionique possède les mêmes caractéristiques que celle du régime II. Une évolution lente du paramètre de contrôle de l'instabilité acoustique ionique assure une évolution des caractéristiques de l'instabilité (augmentation de l'amplitude, diminution de la fréquence). Lorsque le valeur du paramètre de contrôle atteint la valeur à la transition régime II - régime III, une double couche se forme en sortie de la source (à $t = 25$ ms). Cette double couche se propage très lentement dans la chambre de diffusion (45 ms^{-1}). Lorsque la position de la double couche est loin dans la chambre de diffusion, le plasma se retrouve dans un état identique à celui du début de la séquence. Il existe un gradient de potentiel du côté fort potentiel et la situation est assez similaire à celle du régime II : une activité acoustique se développe à nouveau.

La figure 3.34 montre le passage progressif du régime V au régime VI : la courbe du haut correspond aux mêmes conditions que celles de la figure 3.32, la courbe du bas correspond à une concentration de SF_6 de 20 %, situation très proche de celle étudiée en section 3.3. L'évolution du courant de saturation ionique en fonction de la concentration C amène les remarques suivantes : (i) la période d'apparition de la double couche varie fortement avec C , diminuant lorsque C augmente, (ii) le temps d'existence des ondes acoustiques est fortement diminué lorsque C augmente.

En reprenant l'analyse proposée pour le cas $C = 16$ %, nous proposons l'interprétation qui suit. La variation de C induit une variation importante du paramètre de contrôle de l'instabilité acoustique ionique. Le taux de croissance variant avec le paramètre de contrôle, une augmentation de C coïncide avec une augmentation du taux de croissance. Le cas 16 et 16,5 % correspondent à des conditions pour lesquelles le taux de croissance est petit devant la période des ondes acoustiques ; la double couche apparaît après un nombre

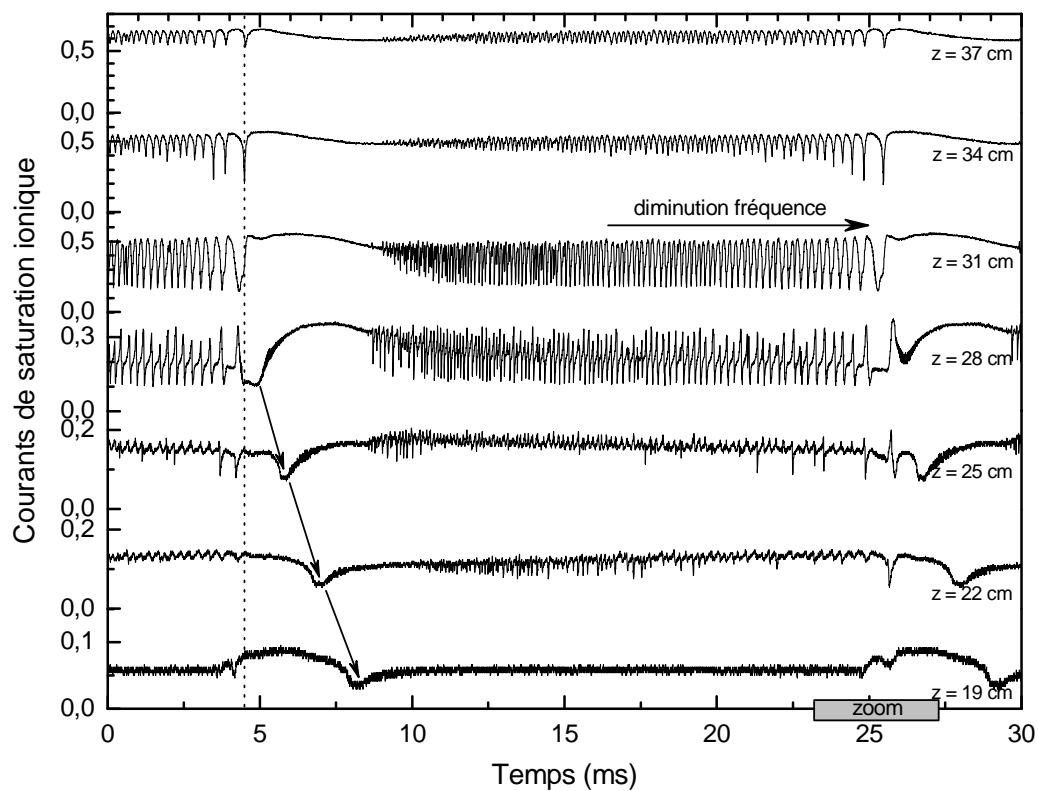


FIG. 3.32 : Évolution temporelle du flux de saturation ionique pour différentes positions axiales dans le régime V.

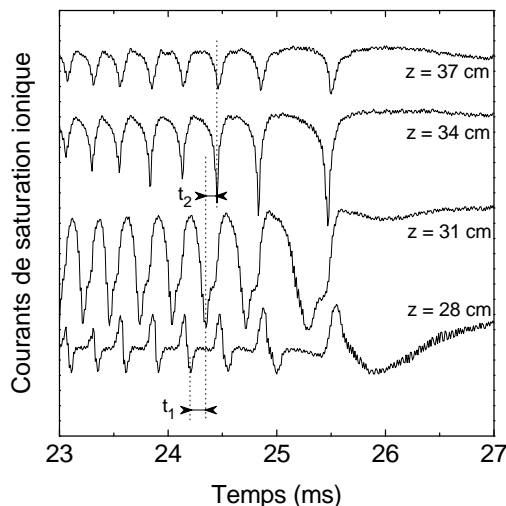


FIG. 3.33 : *Zoom de la figure 3.32.*

important de périodes de l'onde acoustique. Le cas 17 % correspond à un cas pour lequel le taux de croissance est un peu plus petit que la fréquence de l'onde acoustique. Le cas 20 % correspond à un taux de croissance grand devant la fréquence : la double couche se forme avant même qu'une période de l'onde acoustique ionique n'ait le temps de se développer. Encore une fois, des développements expérimentaux et théoriques sont nécessaires pour conforter ces hypothèses.

3.5 Étude d'un mélange Ar/O₂

La dynamique de la décharge en mélange Ar/O₂ présente moins de diversité. Pour des concentrations d'oxygène de quelques pourcents, la décharge peut devenir instable, soumise à des instabilités de "source". Ces instabilités de source n'ont été observées que sous la forme d'oscillations de relaxation entre les modes E et H de faible amplitude, jamais sous la forme d'impulsions comme présenté en figure 3.4. Cependant, quelle que soit la concentration d'oxygène, l'instabilité de transport n'a jamais été observée dans les limites accessibles du plan de paramètre (pression entre 0,05 et 2,5 Pa ; puissance entre 0 et 2000 W).

Par contre, l'ajout progressif d'oxygène dans l'argon fait apparaître certaines des étapes décrites dans cette section. Lorsque la concentration d'oxygène est comprise entre 0 et 60 %, la diffusion du plasma dans la chambre de diffusion est continue et stationnaire. Pour des concentrations comprises

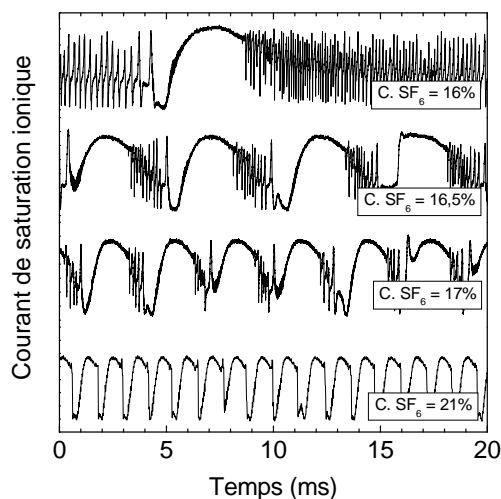


FIG. 3.34 : *Evolution temporelle du flux de saturation ionique pour différentes concentrations pour le régime V. Position $z = 24$ cm.*

entre 60 et 68 %, il apparaît une activité acoustique ionique dans la chambre de diffusion, qui possède les mêmes caractéristiques que celle nommée II sur le schéma 3.12. Pour des concentrations supérieures à 68 %, une double couche stationnaire se forme dans la chambre de diffusion (zone III), à la même position que celle observée en Ar/SF₆. L'étude expérimentale de cette double couche est présentée en fin de chapitre 4. L'ajout d'oxygène dans l'argon fait donc apparaître les mêmes structures que l'ajout de SF₆. Cependant, les concentrations critiques d'oxygène pour lesquelles nous passons de la zone I à II puis de II à III sont supérieures aux densités critiques d'hexafluorure de soufre équivalentes. Si le paramètre de contrôle contrôlant la dynamique est l'électronégativité, ce décalage en concentration peut s'expliquer par l'électronégativité plus faible de l'oxygène.

Précisons que les régimes IV, V et VI n'ont jamais été observés en mélange Ar/O₂, et que le système se trouve dans le régime III en oxygène pur.

Chapitre 4

La double couche statique

Sommaire

4.1	Évolution spatiale des paramètres plasmas	102
4.1.1	Évolution du potentiel plasma	102
4.1.2	Caractéristiques électroniques	104
4.1.3	Caractéristiques ioniques	109
4.2	Influence des paramètres expérimentaux	119
4.2.1	Influence de la concentration de SF_6	119
4.2.2	Influence de la puissance	120
4.2.3	Influence de la pression	123
4.2.4	Influence des conditions aux limites	126
4.3	Etude d'un mélange Ar/O₂	127
4.3.1	Mesures électrostatiques	128
4.3.2	Mesure par photodétachement laser	131
4.4	Modèle de l'équilibre du plasma	133
4.4.1	Présentation du modèle	133
4.4.2	Comparaison modèle-expériences	139
4.4.3	Simulations numériques	143

Les résultats du chapitre précédent ont montré l'apparition d'une double couche statique en mélange Ar/ SF_6 pour une petite fenêtre de concentration de SF_6 (régime III de la figure 3.12). Lorsque la concentration de SF_6 est augmentée, cette double couche statique est déstabilisée et devient propagative, donnant naissance à une instabilité de transport. Nous verrons dans ce chapitre que les caractéristiques de la double couche statique sont proches de celles de la double couche propagative. L'aspect statique permet des conditions de mesures simplifiées et la possibilité d'étudier les dépendances aux divers paramètres. Nous nous intéresserons majoritairement au

mélange Ar/SF₆, puis donneront en fin de chapitre une description de la double couche en mélange Ar/O₂. Les résultats présentés ici prolongent et complètent les résultats publiés dans (Plihon *et al.*, 2005a).

4.1 Évolution spatiale des paramètres plasmas

4.1.1 Évolution du potentiel plasma

Les évolutions spatiales du potentiel plasma pour des concentrations C de SF₆ de 4 et 8% sont reproduites en figure 4.1. La figure de gauche correspond au cas 4%, et montre la diffusion continue du plasma, créé dans la source. Le potentiel plasma est quasi-uniforme dans la source (30 V) et décroît continuellement dans la chambre de diffusion (décroissance de 30 V pour $z = 40$ cm à 13 V pour $z = 0$). La figure de droite correspond à une concentration C de SF₆ de 8%. Les valeurs dans la source et en bas de la chambre de diffusion sont identiques au cas 4%. Cependant, à la sortie de la source, le potentiel subit une chute rapide : c'est la double couche statique. Dans la chambre de diffusion le potentiel évolue très peu. L'amplitude de la double couche Φ_{DC} est de 7 V, son extension spatiale de l'ordre de 5 mm.

Le profil de potentiel dans la source présente une symétrie centrale (par rapport au point $z = 44$ cm) : la décroissance lente entre le centre de la source et la double couche est similaire à celle obtenue entre le centre de la source et la grille terminant le plasma en $z = 60$ cm. Ce profil symétrique est très proche du profil qui serait obtenu pour un plasma entretenu dans un cylindre compris entre $z = 25$ cm et $z = 60$ cm. Ainsi la double couche sépare le plasma de source d'un plasma secondaire dans la chambre de diffusion. La gaine (en $z = 60$ cm) et la double couche ($z = 25$ cm) se forment à l'endroit où les ions positifs, accélérés par le gradient de potentiel dans la pré-gaine, atteignent la vitesse de Bohm. La double couche peut ainsi être considérée comme une gaine interne qui sépare la source de la chambre de diffusion. Dans la chambre de diffusion, le profil très plat de potentiel et les valeurs faibles indiquent la présence d'un plasma secondaire indépendant de celui créé dans la source.

Le profil tridimensionnel de la double couche peut être observé à l'œil nu : il s'agit de la séparation entre un plasma dense fortement lumineux et un plasma peu dense peu lumineux. Cette surface de séparation, attachée à l'interface source-chambre de diffusion, possède une forme convexe légèrement à l'intérieur de la chambre de diffusion. Une photo prise depuis une fenêtre d'observation latérale dans la chambre de diffusion permet de visualiser cette structure sur la figure 4.2. Un schéma accompagne cette photo, interprétant la forme de la double couche à l'intérieur de la chambre de diffusion. Les ex-

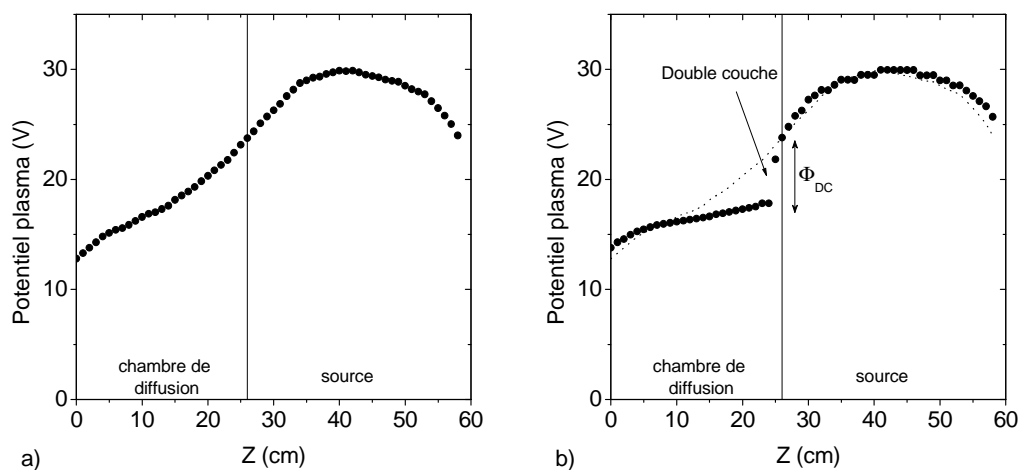


FIG. 4.1 : Évolution axiale du potentiel plasma en mélange Ar/SF_6 : (a) Concentration $C = 4\%$ (b) $C = 8\%$. La ligne pointillé reprend le cas argon pur. Pression 0,13 Pa, puissance 600 W

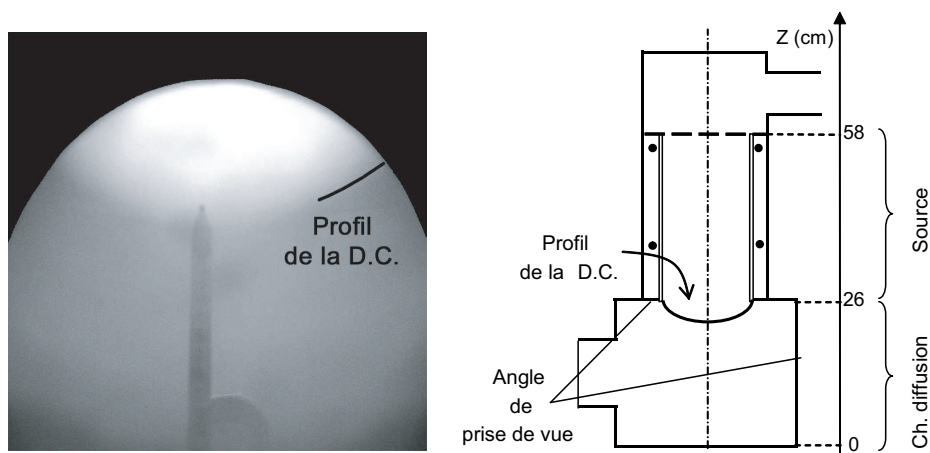


FIG. 4.2 : (a) Image de la double couche statique (DC). Composante rouge d'une photographie couleur. Une sonde de Langmuir se trouve sur l'axe. (b) Schéma du réacteur montrant le profil de la double couche.

trémities de la double couche semblent toujours être positionnées à l'interface source - chambre de diffusion : le rôle de la transition géométrique est donc important. Des observations précédentes ont montré l'existence d'une double couche à la sortie d'un tube de constriction, en gaz électropositif (Andrews & Allen, 1971). Dans notre cas, cette structure de potentiel n'a jamais été observée en argon pur : la présence d'ions négatifs est indispensable à la formation de la double couche. Il est en effet établi que la présence d'ions négatifs réduit la vitesse de Bohm ; ainsi l'accélération des ions positifs à leur vitesse de Bohm (et la formation d'une structure de potentiel non neutre) est-elle facilitée dans un plasma électronégatif. Cependant la position de la double couche en sortie du tube source, de diamètre plus faible que celui de la chambre de diffusion, peut s'apparenter au phénomène décrit dans (Andrews & Allen, 1971).

4.1.2 Caractéristiques électroniques

Densité

La figure 4.3(a) montre l'évolution de la densité électronique pour les concentrations C 4 et 8%. Dans la source, les profils de densité sont identiques dans les deux cas. En présence de la double couche, la densité électronique présente une discontinuité prononcée : elle chute d'un facteur ~ 4 à la position de la double couche. Le profil de densité dans la source présente alors aussi une symétrie centrale (par rapport au point $z = 44$ cm). La densité possède un profil parabolique, typique d'une solution de diffusion pour une électronégativité assez faible. L'équilibre du plasma de source est celui d'un équilibre qui serait atteint en l'absence de chambre de diffusion.

Dans la chambre de diffusion les profils de densité électronique varient fortement selon la présence ou non de la double couche.

La double couche est donc une gaine interne qui sépare deux plasmas dont les densités diffèrent d'un ordre de grandeur. La densité moyenne dans la source est de $8 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, alors que dans la chambre de diffusion, elle est de $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$.

Température

Le profil de température électronique est aussi très fortement perturbé par la présence de la double couche. La figure 4.3(b) présente l'évolution de la température électronique, déterminée directement à partir des caractéristiques I-V de sondes de Langmuir. Dans la source, le plasma est chauffé de manière inductive, à proximité de l'antenne radiofréquence. Le profil de température y est identique en présence ou non de la double couche : la température moyenne est de 4,8 eV. Lors de la diffusion du plasma dans la chambre

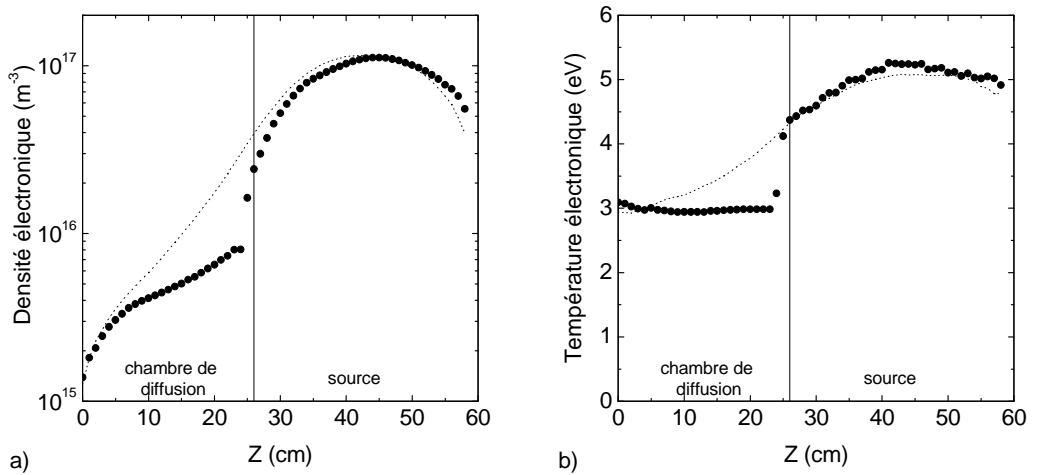


FIG. 4.3 : Évolution axiale de la densité électronique(a) et de la température électronique (b). Mélange Ar/SF₆ : trait plein (Concentration $C = 8\%$), trait pointillé ($C = 4\%$). Pression 0,13 Pa, puissance 600 W

de diffusion, de volume important et où le plasma n'est pas chauffé, la température électronique diminue. Le chauffage, non local à 0,13 Pa, conduit à un gradient faible si la diffusion du plasma est continue ; c'est le cas pour $C = 4\%$. En présence de la double couche, la température chute brutalement de plus de 30% à la position de la double couche. Elle décroît ainsi de 4,5 eV à 3 eV en quelques millimètres. Notons que pour les deux concentrations, la température électronique atteint la même valeur au bout de la chambre de diffusion.

Il est aussi possible d'évaluer la température électronique en confrontant les données expérimentales à l'hypothèse d'une relation de Boltzmann pour la densité électronique. Dans le cas d'une relation du type $n_e = n_{e0} \exp \frac{V_p}{T_e}$, la représentation de $\log n_e$ en fonction de V_p est une droite de pente $1/T_e$. La figure 4.4(a) donne l'évolution $\log n_e = f(V_p)$. Trois ensembles de points sont identifiables : un premier ensemble pour des potentiels compris entre 14 et 18 V, qui correspond aux potentiels du plasma situé dans la chambre de diffusion (symboles \circ) ; un deuxième ensemble pour des potentiels entre 24 et 30 V, correspondant aux potentiels au dessus de la double couche et pour des positions dans le bas de la source ($25 < z < 44$ cm) (symboles $+$) ; un troisième ensemble pour des potentiels entre 30 et 25 V, correspondant aux positions supérieures de la source ($44 < z < 60$ cm) (symboles \triangle). Chacun des ensembles peut être approximé par une relation linéaire dont la pente donne la température électronique. Le premier ensemble correspond à une

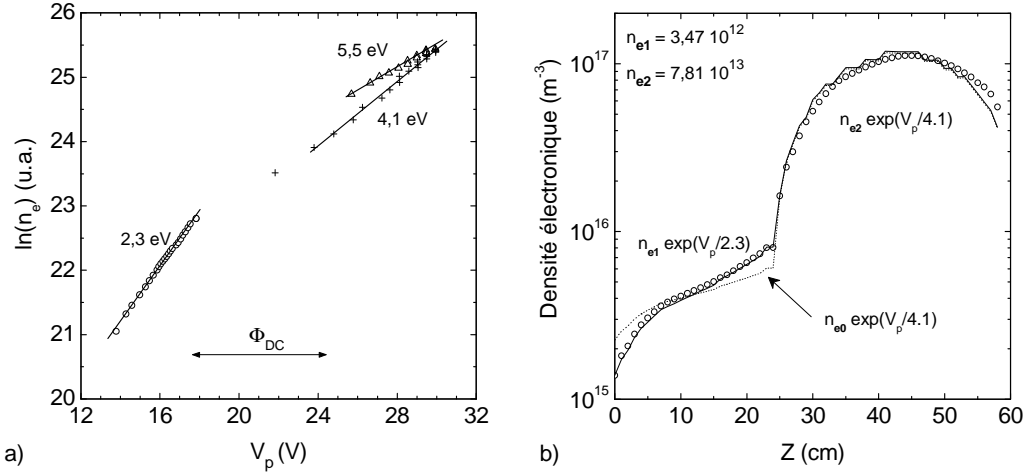


FIG. 4.4 : (a) Évolution de la densité électronique en fonction du potentiel plasma, et approximations linéaires associées. (b) Confrontation des données expérimentales (\circ) à une hypothèse de relation de Boltzmann pour la densité électronique (deux températures : trait continu - une température : pointillé).

température de 2,3 eV, le deuxième ensemble à une température de 4,1 eV, et le troisième à 5,5 eV. La proximité des températures ainsi déterminées avec les températures obtenues par le traitement direct des caractéristiques I-V des sondes de Langmuir (qui suppose une distribution électronique Maxwellienne) confirme la validité des températures déterminées.

La figure 4.4(b) confronte l'hypothèse d'un équilibre de Boltzmann pour les électrons aux valeurs expérimentales. La courbe en pointillé considère une température unique (celle de la source) : $n_e = n_{e0} \exp \frac{V_p}{4.1}$. La courbe en trait plein représente deux relations indépendantes dans la source et dans la chambre de diffusion : les paramètres n_{e0} et T_{e0} diffèrent fortement au dessus et en dessous de la double couche. Ainsi une description rigoureuse considère l'indépendance des deux plasmas. Une relation de Boltzmann avec une température unique permet cependant la description des caractéristiques essentielles de la décharge.

Fonction de probabilité en énergie des électrons

Il est bien établi que dans une décharge inductive, la fonction de distribution électronique est une maxwellienne (Godyak & Piejak, 1990). Il est intéressant d'étudier comment, dans le cas de la double couche, la présence d'une

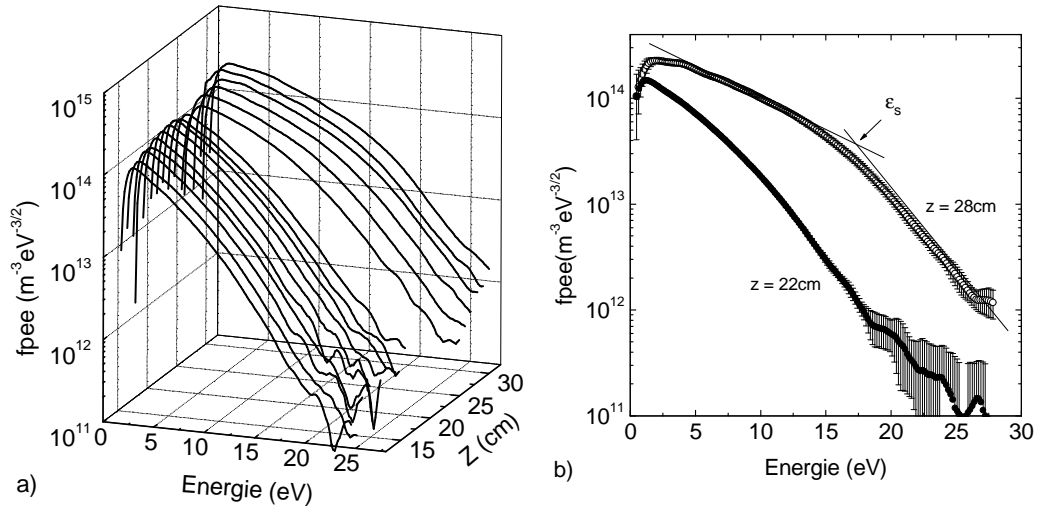


FIG. 4.5 : *Fonction de probabilité en énergie des électrons dans le cas de la double couche statique ($C = 8\%$, $0,13$ Pa, 600 W) . (a) Evolution axiale des eepf (tronquées à 23 eV pour les altitudes $z < 25$ cm). (b) Eepf à 3 cm au-dessus et 3 cm au-dessous de la double couche statique (mêmes conditions).*

discontinuité des paramètres plasmas et l'existence d'ions négatifs modifie la fonction de distribution électronique.

La figure 4.5(a) donne l'évolution spatiale de la f_{pee} en présence de la double couche statique. On remarque très clairement une différence de comportement en dessous et au-dessus de la double couche ($z = 25$ cm). Cette différence peut être analysée plus clairement en figure 4.5(b), qui reprend les f_{pee} à 22 et 28 cm.

La f_{pee} en $z = 22$ cm présente une évolution quasi-linéaire (échelle logarithmique) pour des énergies inférieures à 20 eV. L'hypothèse d'une distribution maxwellienne est ainsi envisageable du côté faible potentiel de la double couche. La température de cette distribution est assez faible (inférieure à 4 eV). Une tendance à la surpopulation à basse énergie est observable. Cette surpopulation à basse énergie induit un terme de création important pour les ions négatifs. En effet les sections efficaces d'attachement, pour F et SF_6 (Christophorou & Olthoff, 2000) présentent des maxima à basse énergie (inférieure à 1 eV) et décroissent très rapidement avec l'énergie.

La f_{pee} en $z = 28$ cm présente un comportement très différent. Cette troncature est typique des f_{pee} mesurées dans les réacteurs inductif (Godyak

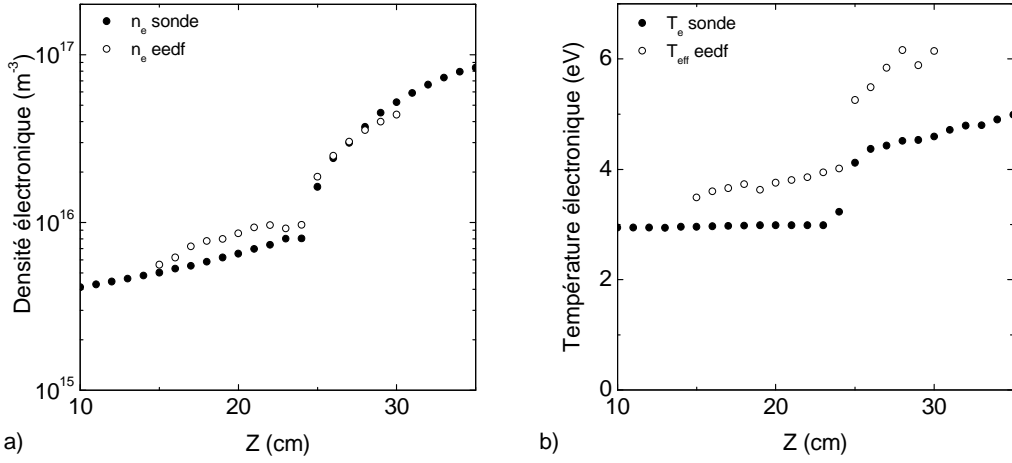


FIG. 4.6 : *Comparaison des densités (a) et températures (b) électroniques déterminées directement par la caractéristique I-V et par interprétation des fpee. • : détermination par interprétation des caractéristiques I-V ; ○ : intégration des fpee*

et al., 2002). L'énergie pour laquelle cette troncature apparaît est discutée dans la référence précédente. Pour les pressions intermédiaires (1,3 Pa), le changement de pente apparaît au seuil d'énergie des collisions inélastiques. Dans ces conditions les collisions inélastiques majoritaires sont les collisions d'excitations. Le seuil de changement de pente de la fpee est le seuil des collisions d'excitations (11,5 eV pour l'Argon). Pour les plus faibles pressions (de l'ordre de 0,13 Pa), le processus de perte d'énergie majoritaire est la perte d'électrons rapides aux parois. Le seuil apparaît pour des énergies supérieures au seuil d'ionisation, et se rapproche du potentiel plasma. Dans notre cas, la pression lorsque le plasma est présent est de l'ordre de 0,2 Pa ; la situation est donc intermédiaire. Le tube source étant un matériau diélectrique, le potentiel flottant V_f dans la source peut devenir positif et ne nous permet pas de connaître le seuil $\epsilon = V_p - V_f$ pour lequel la rupture de pente devrait être observée à très basse pression. Le seuil se situe à $\epsilon_s = 17\text{eV}$, à comparer avec l'énergie d'ionisation de l'argon de 15,7 eV.

La figure 4.6 présente une comparaison des densités et température électroniques déterminées directement par analyse des caractéristiques I-V de sonde de Langmuir et par intégration des fdee (une température effective est définie selon la méthode explicitée en section 2.2.2). L'accord est excellent en ce qui concerne les densités. Les tendances d'évolutions de la température électronique sont similaires dans les deux cas (en particulier, présence d'une

augmentation de température de l'ordre de 1,5 eV à la position de la double couche), cependant un décalage en valeur absolue quasi systématique d'un eV est observé. Cet écart est attendu pour les températures dans la source, puisque la fonction de distribution n'est pas maxwellienne et que la mesure directe par les caractéristiques I-V de la sonde accorde plus d'importance à la queue de la fonction de distribution. L'écart entre les deux températures dans la chambre de diffusion est vraisemblablement dû au bruit important sur les fonctions de distributions au delà de 15 eV. Le bon accord entre les diverses méthodes permettra d'analyser les évolutions des caractéristiques de la double couche indépendamment par l'intermédiaire des fpee ou des caractéristiques thermodynamiques macroscopiques.

4.1.3 Caractéristiques ioniques

Existence d'un faisceau d'ions positifs

Le processus de formation d'une double couche est très similaire à celui d'une gaine face à une paroi. Une structure non neutre de potentiel se crée dès que la vitesse des ions positifs atteint la vitesse acoustique ionique locale (vitesse de Bohm). Les ions positifs sont alors accélérés dans le champ électrique de la double couche et sortent du côté faible potentiel avec des vitesses supersoniques : il y a création d'un faisceau d'ions positifs supersonique du côté faible potentiel de la double couche. L'observation d'un faisceau est possible grâce à l'analyseur en énergie des ions décrit dans le chapitre 2.

La figure 4.7 montre les fonctions de distribution en énergie des ions (fdei) pour deux positions de l'analyseur dans le cas où la double couche statique est présente. La courbe en pointillé représente la fdei 1 cm au dessus de la double couche et ne présente qu'un pic à 23 V. La courbe en trait continu représente la fdei 1 cm en dessous de la double couche. Celle-ci ne présente pas deux pics du fait de la résolution de l'analyseur, cependant deux maxima locaux sont identifiables : le premier et le plus important à 16,5 V (pic correspondant au potentiel plasma) et le second à 23 V, correspondant à l'énergie des ions du faisceau. Ces deux maxima sont la signature de la présence d'un faisceau d'ions. Les ions ont acquis une accélération de $\approx 6,5$ V dans la double couche, dont nous avons déterminé l'amplitude à 7 V d'après les caractéristiques de sondes.

Il est utile de s'attarder quelques instants sur la largeur du pic des fdei obtenues. La largeur de ce pic est en effet très supérieure à l'élargissement dû à la température ionique. D'une part, la résolution de l'analyseur peut être estimée à quelques volts, du fait de sa géométrie compacte (la résolution est d'autant meilleure que la distance entre les grilles est importante). De plus, à très faible pression, les ions collectés peuvent avoir été créés loin de

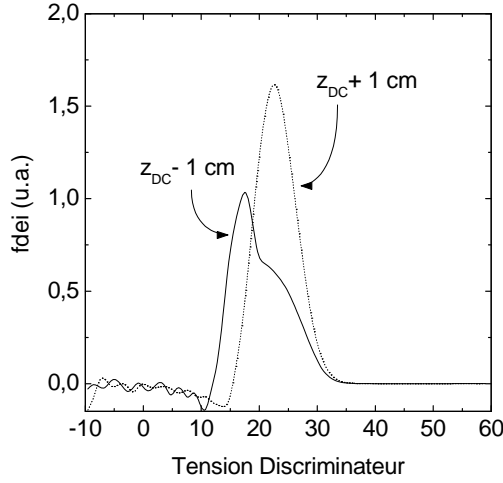


FIG. 4.7 : *Fonctions de distribution en énergie des ions expérimentales dans le cas de la double couche statique au dessus et en-dessous de la D.C.*

l'analyseur (le libre parcours moyen est de 3 cm à 0,13 Pa). Un étalement du pic est ainsi possible s'il existe un gradient de potentiel face à l'analyseur.

L'analyse des courbes issues de l'analyseur en énergie permet la mesure des flux d'ions positifs du plasma local et du faisceau. La figure 4.8 montre le principe de l'analyse. Le flux ionique total Γ_{+t} collecté par l'analyseur est la somme de deux composantes : le flux des ions du plasma local Γ_{+p} et le flux des ions du faisceau Γ_{+f} . Le flux local s'écrit

$$\Gamma_{+p}(z) = eAT^4 n_+(z) u_B(z)$$

où A est la surface de collection de l'analyseur, T la transparence d'une grille, $u_B(z)$ la vitesse de Bohm locale et h le coefficient de chute de densité dans la prégaîne. Le flux du faisceau s'écrit

$$\Gamma_{+f}(z) = eAT^4 n_f(z) u_f$$

où $n_f(z)$ est la densité du faisceau et u_f la vitesse du faisceau. La vitesse du faisceau est déterminée par la différence entre les positions des maxima des

deux pics par la relation $u_f = \sqrt{\frac{2e(V_f - V_p)}{M_+}}$. La résolution insuffisante de

l'analyseur pour discriminer les deux composantes du flux directement sur les caractéristiques courant-tension (voir figure 4.8(a)) nécessite de travailler sur les fdei. Une approximation, au sens des moindres carrés, de la courbe

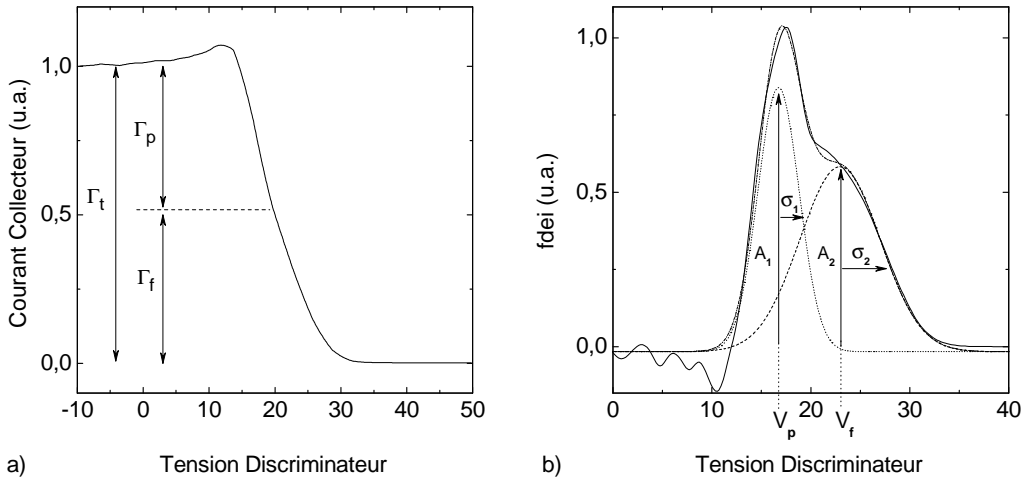


FIG. 4.8 : (a) *Caractéristique courant-tension de l'analyseur en énergie des ions.* (b) *Fonction de distribution en énergie des ions : fdei expérimentale (trait plein) et fit gaussien (trait pointillé).* $z = 14$ cm ; 0,13 Pa ; 600W.

expérimentale par deux fonctions gaussiennes indépendantes est donnée en figure 4.8(b). Le flux du faisceau est déterminé par le courant correspondant à l'aire sous la seconde gaussienne

$$\Gamma_{+f} = \Gamma_{+t} \frac{A_2 \sigma_2}{A_1 \sigma_1 + A_2 \sigma_2}$$

où σ_i est la dispersion de la gaussienne i . La dispersion de la gaussienne centrée sur le potentiel du faisceau est plus importante que celle de la gaussienne centrée sur le potentiel plasma local. Ceci peut s'expliquer par l'élargissement de la fdei évoqué précédemment. Il existe en effet un gradient de potentiel important au-dessus de la double couche statique, sorte de prégaîne dans laquelle les ions positifs sont accélérés à la vitesse de Bohm. La faible collisionnalité du plasma induit alors un étalement du pic mesuré.

La mesure par analyseur en énergie nous permet donc de déterminer de manière non intrusive à la fois la chute de potentiel à travers la double couche, le flux d'ions positifs généré par le plasma local et le flux du faisceau d'ions positifs ayant traversé la double couche.

L'évolution spatiale des caractéristiques ioniques ainsi déterminées est donné en figure 4.9. Notons ici que les mesures présentées correspondent à une position de la double couche à $z \sim 15$ cm. La taille importante de l'analyseur et de son support rendent en effet cette mesure assez perturbatrice.

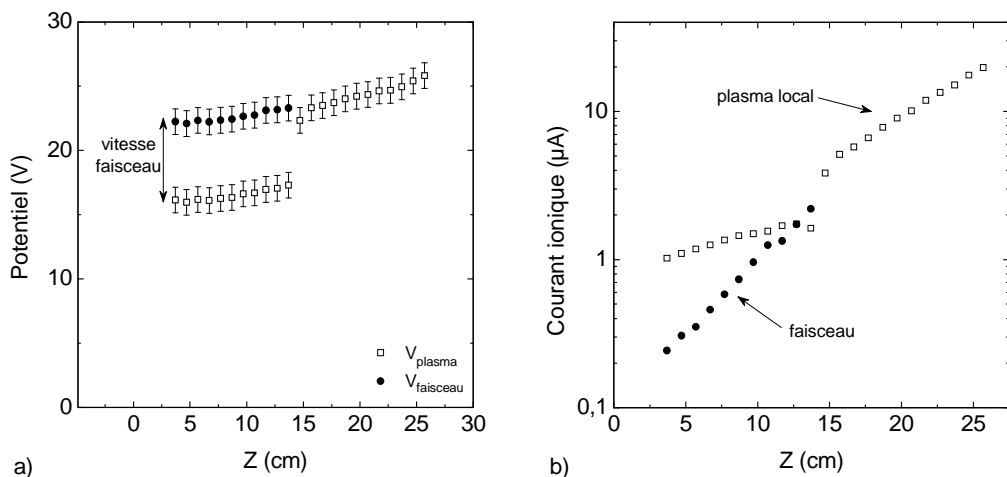


FIG. 4.9 : (a) *Évolution spatiale du potentiel plasma et du potentiel équivalent du faisceau d'ions, déterminés par analyseur en énergie des ions.* (b) *Évolution spatiale des composantes du flux de saturation ionique.*

L'insertion d'une surface importante à la masse déplace ainsi notablement la position de la double couche, qui est "attirée" par l'analyseur. Les valeurs des potentiels plasma et du faisceau sont données en figure 4.9(a). Le potentiel plasma ainsi déterminé correspond aux valeurs mesurées par sonde de Langmuir, tant du côté faible potentiel que juste au dessus de la double couche. Cependant, la courbe s'éloigne notablement des mesures par sonde de Langmuir quelques centimètres au dessus de la double couche. A ces positions, l'analyseur, massif, perturbe assez fortement le plasma. La vitesse du faisceau du côté faible potentiel reste constante, autour de 7 eV.

Le calcul des densités ioniques locales et du faisceau est largement dépendante de l'expression de la vitesse de Bohm. En fonction de la valeur de l'électronégativité la vitesse de Bohm peut varier d'un facteur 4, entraînant une variation du même ordre sur le rapport des densités ainsi calculées. La figure 4.9(b) reproduit donc l'évolution des flux ioniques pour les deux composantes. En supposant que la vitesse de Bohm n'évolue pas de part et d'autre de la double couche, la densité ionique subit une discontinuité d'un facteur 2 (à comparer au facteur 4 pour la densité électronique). Une caractéristique importante du faisceau est sa décroissance axiale rapide. Deux raisons peuvent être invoquées : la divergence du faisceau due à la forme sphérique de la double couche, et les collisions entre les ions et les neutres. L'échange de charge devrait jouer un rôle important étant donné le fort pourcentage d'argon dans le mélange ; le libre parcours moyen est estimé à 2 cm à 0,13 Pa.

Electronégativité

Mesures par la technique à deux sondes La sonde plane dessinée pour le réacteur fait face à la source lorsqu'elle est positionnée sur l'axe de la décharge. Les mesures d'analyseur en énergie ont montré l'existence d'un faisceau d'ions positifs du côté faible potentiel de la double couche dont le flux peut atteindre 50% du flux ionique total. La méthode de mesure de l'électronégativité par technique à deux sondes repose sur la comparaison du rapport $I_e/I_{\text{sat}+}$ du courant électronique au courant de saturation ionique avec et sans ions négatifs. En présence d'ions négatifs, le courant de saturation ionique $I_{\text{sat}+}$ est supposé proportionnel à $(1 + \alpha)n_e$. Il est clair que la prise en considération d'un courant ionique comprenant une composante locale et une composante d'un faisceau rend inopérante l'analyse usuelle. Utiliser le flux Γ_{+p} n'est pas non plus une option satisfaisante : dans le cas où un faisceau est présent, la neutralité s'écrit $n_{+p} + n_{+f} = (1 + \alpha)n_e$ et ainsi Γ_{+p} (proportionnel à n_{+p}) n'est pas proportionnel à $(1 + \alpha)n_e$. Il faudrait prendre en considération un courant ionique proportionnel au flux $\Gamma_{+p} + \Gamma_{+f} \frac{u_B}{u_f}$. Nous n'avons pas jugé utile de développer une méthode d'analyse en présence d'un faisceau, d'une part du fait des incertitudes relatives aux mesures de fdei, et d'autre part parce que l'électronégativité peut être déterminée avec précision par photo-détachement laser.

Il est tout de même intéressant d'analyser les résultats de la technique à deux sondes, qui sont publiés dans (Plihon *et al.*, 2005a). La figure 4.10 présente les évolutions spatiales de l'électronégativité mesurée par la technique à deux sondes dans la chambre de diffusion. L'analyse dépend des deux paramètres que sont la température des ions négatifs (où le rapport γ car ceux-ci sont considérés en équilibre de Boltzmann) et la masse m_+ des ions positifs. Nous avons mentionné dans l'introduction que la limite basse de résolution de cette technique se situe autour de 2,5 lorsque $\gamma \sim 10$; cette limite est matérialisée par la ligne noire sur la figure. L'influence des paramètres d'analyse est en $m_+^{-1/2}$ et en $\gamma^{1/2}$. Il serait utile de connaître la nature des espèces ioniques par des mesures de spectrométrie de masse afin de déterminer précisément la masse des ions positifs : selon que l'ion majoritaire est Ar^+ ou SF_5^+ , l'analyse des sondes est considérablement modifiée comme le montre la figure 4.10. Nous verrons par la suite que la connaissance de la dynamique des ions négatifs est aussi une question importante. Quelques remarques peuvent être dressées sur cette mesure d'électronégativité :

- dans le bas de la chambre de diffusion et pour les valeurs classiquement admises de γ (~ 10) la mesure par sonde n'est pas fiable, en particulier si l'ion majoritaire est de faible masse (probable étant donné la faible concentration de SF_6).
- à proximité et en dessous de la double couche, l'électronégativité dé-

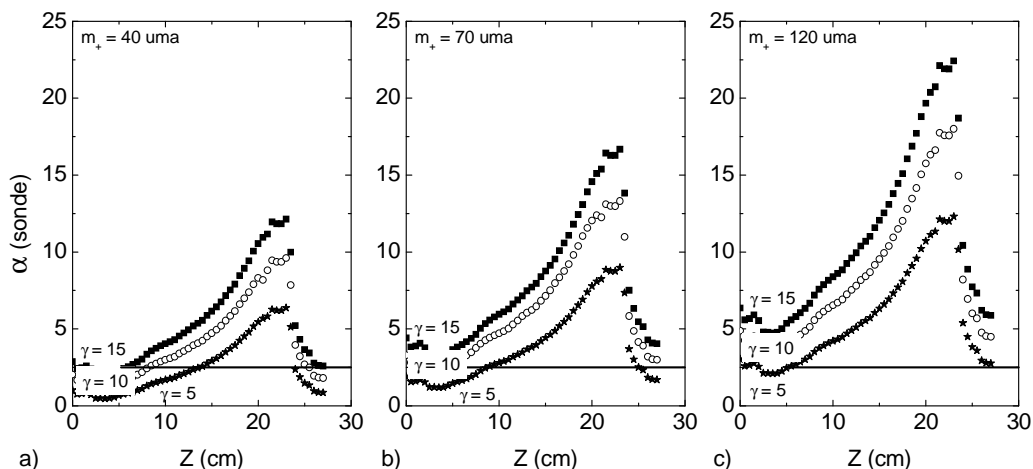


FIG. 4.10 : Évolution axiale de l'électronégativité mesurée par la méthode à deux sondes, en fonction des paramètres d'analyse m_+ et γ .

terminée est surestimée. Le rapport $\frac{u_B}{u_f}$ étant de l'ordre de 0,1, l'analyse des sondes a utilisé une densité ionique surestimée d'un facteur $\frac{\Gamma_{+t}}{\Gamma_{+f}}$, soit environ un facteur 2 sur les cinq centimètres en dessous de la double couche.

Nous reviendrons sur cette technique de mesure d'électronégativité par sondes dans le dernier paragraphe de cette sous-section.

Mesure par photodétachement Avant de présenter les mesures d'électronégativité par photodétachement induit par laser, il est important d'étudier la validité de la technique. Nous avons évoqué au chapitre 2 la difficulté d'une mesure absolue de l'électronégativité en mélange Ar/SF₆ avec une longueur d'onde de 355 nm : une indétermination sur le seuil de photodétachement de l'ion SF₅⁻ ne permet pas d'être certain qu'il soit détaché. L'évolution du signal de photodétachement expérimental en fonction de l'énergie du laser est donnée en figure 4.11 pour deux conditions différentes (symboles). L'évolution théorique pour le photodétachement de F⁻ avec la section efficace de photodétachement à 355 nm est reproduite en trait plein sur la même figure. L'ion majoritaire, parmi les ions photodétachés, semble ainsi être F⁻. Les mesures ont été effectuées pour une énergie de 160 mJ (une correction d'un facteur 1,25 est apportée pour compenser le fait que la saturation n'est pas atteinte à 160 mJ). Une augmentation importante du signal de photodétachement est observée pour les énergies plus importantes. Cette augmentation est probablement due à une photoionisation locale du fait de l'énergie

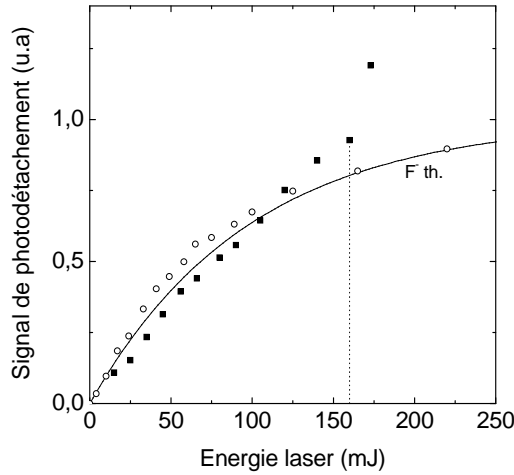


FIG. 4.11 : *Évolution du signal de photodétachement en fonction de l'énergie laser (355 nm).*

importante du faisceau ; le courant électronique collecté est alors la somme du courant des électrons détachés des ions négatifs et de l'accroissement de la densité électronique locale suite à la photoionisation. L'erreur relative de la mesure des ions négatifs photodétachés peut être estimée à environ 20%. Cependant, étant donnée l'indétermination sur le seuil de SF_5^- , l'erreur absolue sur la mesure d'électronégativité est beaucoup plus importante. La fraction de SF_5^- est estimée inférieure à 50% de la densité ionique négative totale ((Kono, 2002) estime cette fraction à quelques pourcents, (Sasaki *et al.*, 1997) mesure cette fraction à 15%). Ainsi l'erreur absolue peut être estimée à 100% de la valeur maximale de l'électronégativité. Nous ne présentons donc pas les barres d'erreur sur les évolutions spatiales.

L'évolution de l'électronégativité en présence ou non de double couche est donnée en figure 4.12. Le cas $C = 4\%$ est donné en figure 4.12(a), qui correspond à une diffusion continue du plasma. L'électronégativité présente une évolution continue : très faible dans la source, elle augmente rapidement en allant vers la chambre de diffusion, puis diminue pour les positions $z < 20$ cm. La figure 4.12(b) produit l'évolution de l'électronégativité pour $C = 8\%$ (cas double couche). Dans les conditions de mesure, la position de la double couche est $z \approx 22,5$ cm. Du côté faible potentiel l'électronégativité est importante et décroissante en s'éloignant de la double couche. Elle présente une discontinuité très claire à la position de la double couche, et les mesures prédisent un plasma sans ions négatifs dans la source. Cette caractéristique du plasma de source sera aussi mesurée en mélange Ar/O_2 pour lequel tous les

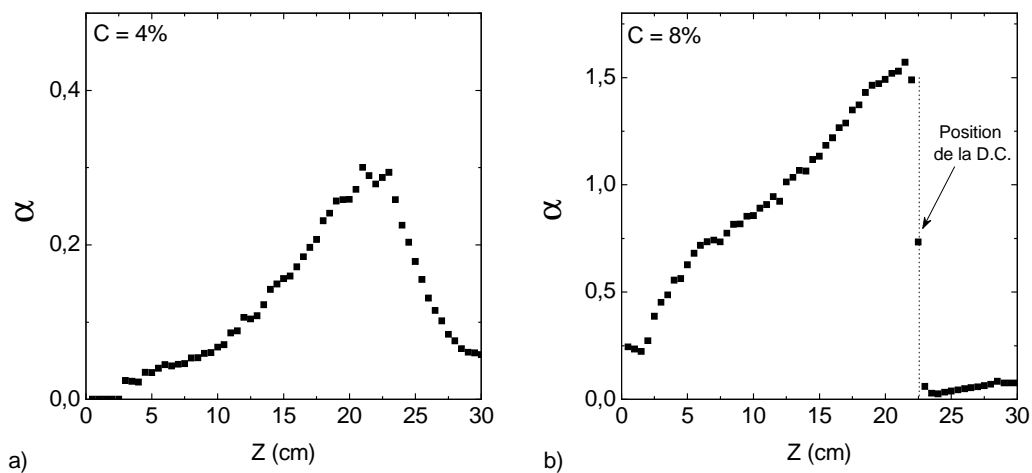


FIG. 4.12 : Évolution spatiale de l'électronégativité. (a) Diffusion continue du plasma (b) Cas Double couche

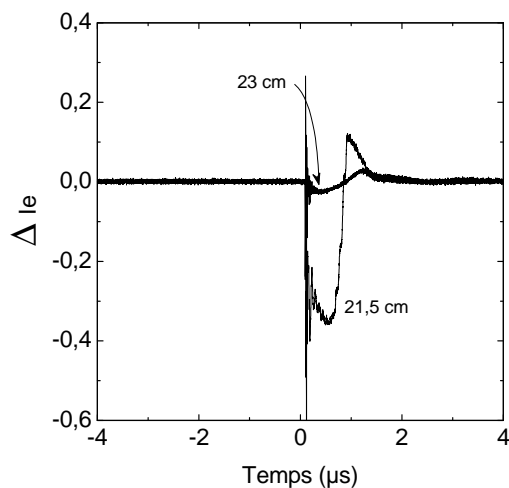


FIG. 4.13 : Signaux de photodétachement laser de part et d'autre de la double couche

ions négatifs sont détachés. Les signaux bruts de photodétachement de part et d'autre de la double couche sont reproduits en figure 4.13. Il est aussi intéressant de noter l'effondrement de l'électronégativité à la position $z \approx 3$ cm, qui correspond à la stratification des plasmas électronégatifs présentée dans l'introduction.

La double couche modifie fortement la structure du plasma : elle sépare un plasma d'électronégativité nulle dans la source et un plasma fortement électronégatif dans la chambre de diffusion.

Les valeurs d'électronégativité par photodétachement induit par laser sont très différentes de celles issues de la technique à deux sondes. Il est éclairant de s'interroger sur la description des ions négatifs.

Les ions négatifs sont-ils en équilibre de Boltzmann ? La description des électrons par une relation de Boltzmann a été confirmée au début de ce chapitre. Qu'en est il pour les ions négatifs ? Dans le cas basse pression nous avons vu qu'ils sont souvent considérés en équilibre de Boltzmann ; ils sont alors décrits par une relation du type

$$n_-(z) = n_{-0} \exp \frac{\gamma V_p(z)}{T_e(z)}$$

l'électronégativité s'écrivant alors

$$\alpha(z) = \alpha_0 \exp \frac{V_p(z)}{T_e(z)} (\gamma - 1) \quad (4.1)$$

La variation du potentiel plasma ΔV_p entre $z = 5$ et $z = 22$ cm est de 2 V. Le rapport des électronégativités à ces deux positions est de 3 selon les mesures de photodétachement (si l'ion SF_5^- modifie le profil d'électronégativité, cette valeur peut monter à 6) ; la relation précédente implique alors $\gamma = 1 + \frac{T_e}{\Delta V_p} \ln \frac{\alpha(z=22)}{\alpha(z=5)} = 2,5$ (au maximum 4). Or il est communément admis que $\gamma \sim 10$ dans les conditions rencontrées. Notons que cette méthode d'analyse est limitée par la résolution de la détermination du potentiel plasma ($\pm 0,5V$), qui implique une erreur relative de 100 % sur ΔV_p dans les conditions retenues.

Deux conclusions peuvent être dressées :

- soit les ions négatifs ont effectivement une température de l'ordre de 1 eV et l'hypothèse de Boltzmann à très basse pression est valide. Cette température élevée serait assurée par un processus de chauffage des ions négatifs non identifié.

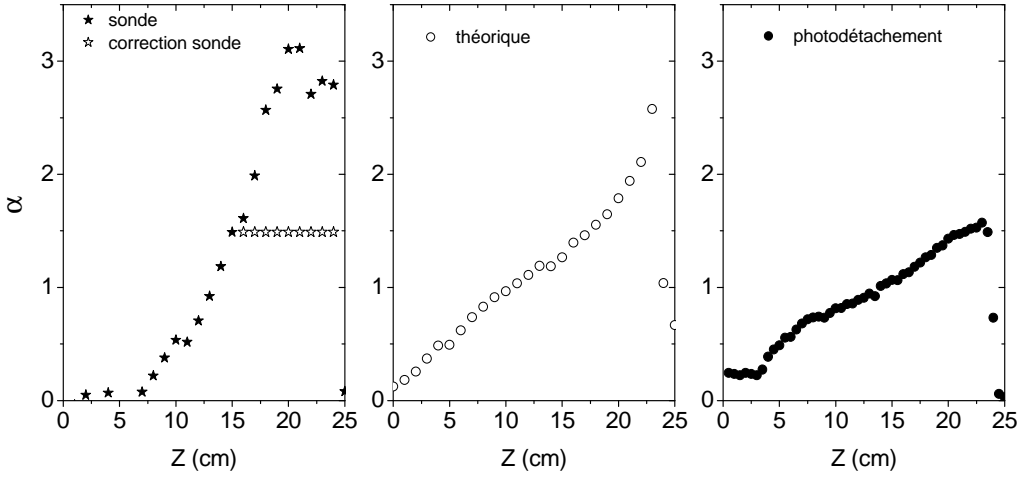


FIG. 4.14 : Comparaison de l'électronégativité (de gauche à droite) : mesure par la technique à deux sondes ($\gamma = 3$), relation théorique avec $\gamma = 3$, mesure par photodétachement.

- soit l'hypothèse commune $\gamma \sim 10$ est valide, mais l'hypothèse d'une relation de Boltzmann pour les ions négatifs avec leur propre température ne l'est pas. Dans ce cas leur description par une relation de Boltzmann avec une température effective $T_{\text{eff}} \sim \frac{T_e}{3}$ est proche de la réalité (voir figure 4.14).

La figure 4.14 donne l'évolution de l'électronégativité mesurée par sonde en supposant $\gamma = 3$, mesurée par photodétachement et calculée en supposant $\gamma = 3$ dans l'équation 4.1. Pour $\gamma = 3$, il n'y a plus de limitation à la mesure par la technique à deux sondes (Sheridan *et al.*, 1999a). Une correction aux mesures de sondes est apportée à partir des mesures des flux par l'analyseur en énergie : le courant ionique considéré dans l'analyse des sondes est surestimé à cause du faisceau. Les étoiles vides correspondent à la correction apportée à l'électronégativité mesurée par sonde (uniforme sur sept centimètres en dessous de la double couche d'après l'ensemble des résultats par sonde de Langmuir et analyseur en énergie des ions). Pour ces différentes conditions, les allures et les valeurs absolues de l'électronégativité sont très similaires pour toutes les méthodes d'analyse.

En guise de conclusion Pour conclure cette partie relative à la mesure de l'électronégativité, il est utile de préciser quelles sont les hypothèses qui seront supposées dans la suite du manuscrit, ainsi que les difficultés et questions en suspens.

La mesure par la technique à deux sondes souffre de la présence d'un faisceau d'ions positifs. La description des ions négatifs par une relation de Boltzmann avec une température de l'ordre de 0,3 eV n'est pas valide.

La mesure par photodétachement donne une borne inférieure mais souffre de ne pas prendre en compte tous les ions négatifs.

Ainsi, nous proposons de prendre en considération l'électronégativité moyenne mesurée par photodétachement ou, de manière équivalente l'électronégativité mesurée par sonde à $z = 15$ cm.

Il serait intéressant de clarifier la description des ions négatifs, en particulier en mesurant leur température (par photodétachement (Bacal, 2000)), en comparant systématiquement les théories de sondes aux mesures par photodétachement et en analysant théoriquement et numériquement la dynamique des ions négatifs.

4.2 Influence des paramètres expérimentaux

4.2.1 Influence de la concentration de SF₆

L'influence de la concentration sur la dynamique du plasma a été analysée en détail dans le chapitre précédent. Cependant, même en nous restreignant au cas de la double couche statique, il est apparu que la concentration C de SF₆ peut jouer un rôle important sur la position et l'amplitude de la double couche. La double couche statique se forme pour des concentrations C comprises entre 8 et 13% à 0,13 Pa. Pour une concentration de 8 %, la double couche se forme juste à la sortie du tube source ($z \sim 26$ cm). Lorsque la concentration est légèrement augmentée, la position de la double couche s'éloigne de la source, et le profil tri-dimensionnel de la position de cette gaine interne est un sac de plus en plus volumineux. A cette augmentation du volume de pénétration du plasma haute densité dans la chambre de diffusion est associée une diminution de l'amplitude de la chute de potentiel, ainsi qu'une diminution du potentiel plasma dans la chambre de diffusion. Deux profils de potentiel sont donnés en figure 4.15 montrant ce phénomène. La sensibilité du comportement du plasma vis à vis de faibles variations de concentration C est donc très importante.

La reproduction du phénomène a pu être assurée sur plus de deux ans, mais des variations importantes de concentrations menant aux mêmes comportements ont été observées d'un mois à l'autre. Ainsi la concentration pour laquelle la double couche se forme varie entre 6,5 et 9,5 % en fonction des conditions thermiques, de la pollution des surfaces...

Cette très grande sensibilité aux paramètres expérimentaux (concentration, puissance) rend difficile une étude paramétrique où chacun des para-

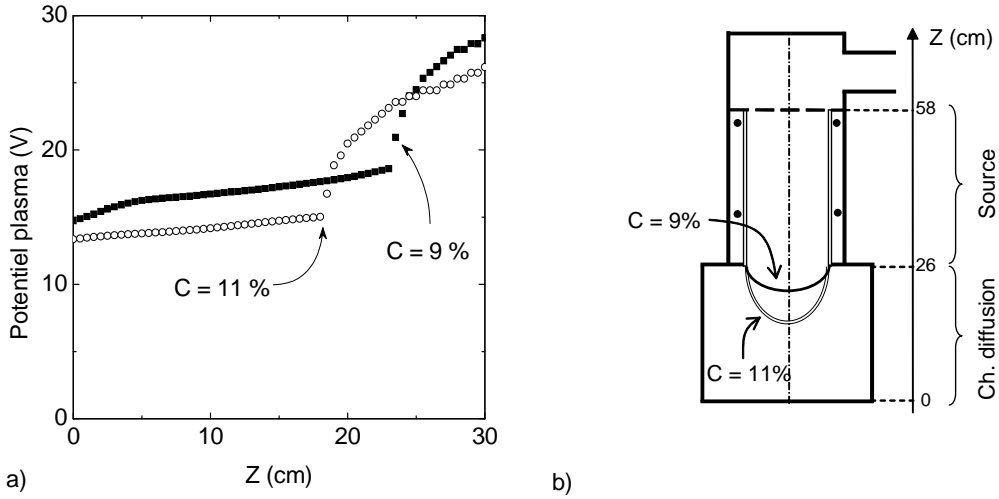


FIG. 4.15 : (a) Évolution spatiale du potentiel plasma pour deux concentrations de SF_6 et (b) schéma associé

mètres pourrait être isolé. Les résultats présentés dans la suite de cette section peuvent présenter de légères variations (en particulier en ce qui concerne la position de la double couche, mais aussi les valeurs des densités et potentiels plasma dans la chambre de diffusion), qui sont dues à cette sensibilité aux conditions expérimentales.

4.2.2 Influence de la puissance

L'évolution des caractéristiques de la double couche en fonction de la puissance est analysée dans cette sous-section. La double couche statique a pu être observée pour toutes les puissances accessibles.

Paramètres plasmas

La figure 4.16 représente les évolutions du potentiel plasma, de la densité électronique et de la température électronique en fonction de la puissance radiofréquence. La pression de travail est maintenue à 0,13 Pa.

Nous avons introduits avec le modèle global que la température électronique est fonction de la pression et de la géométrie uniquement pour un mélange gazeux donné. Expérimentalement, la température électronique présente toujours la même allure quelque soit la puissance. La température du côté bas potentiel de la double couche reste autour de 3 eV et monte à 4,5 eV dans la source. Une légère augmentation de la température dans la source

est observée à haute puissance (de l'ordre de 10%). Il a été récemment montré que lorsque le taux d'ionisation est important, le gaz neutre est repoussé sur les bords de la décharge (Fruchtman *et al.*, 2005). La diminution de la densité de neutre au centre du plasma a les mêmes conséquences qu'une diminution de pression à température constante et conduit donc à une augmentation de température. Notons que cet effet est aggravé lorsque la température du gaz neutre augmente ; phénomène mesuré dans une décharge inductive pour des conditions similaires (Abada *et al.*, 2002).

Le potentiel plasma est étroitement lié à la différence de potentiel aux bornes de la gaine. Lorsque le couplage de l'énergie est de type capacitif, la tension de gaine évolue proportionnellement à la tension radiofréquence appliquée. Le potentiel plasma croît avec la puissance couplée. Lorsque le couplage de l'énergie est de type inductif, le potentiel de gaine est indépendant de la tension radiofréquence, et est proportionnelle à la température (dans une description simplifiée du plasma électropositif elle vaut $-\frac{T_e}{2} \ln \left(\frac{\pi m_e}{2m_+} \right)$ soit $\sim 5T_e$ dans le cas de l'argon). Les évolutions expérimentales montrent que le potentiel plasma conserve la même allure quelle que soit la puissance. Les évolutions du potentiel plasma dans la source suivent l'analyse en fonction du type de couplage. A 150 W le couplage est de nature capacitive et le potentiel est un peu supérieur à celui mesuré à 200 W. Pour les puissances supérieures, le couplage est de nature inductive : le potentiel plasma augmente faiblement avec la puissance. Cette augmentation de potentiel suit l'augmentation de la température électronique avec la puissance présentée précédemment. Rappelons enfin la sensibilité des paramètres plasma à la concentration de SF_6 qui est ajustée pour chaque puissance afin d'assurer une position de la double couche à $z \sim 25$ cm. Les variations du potentiel plasma mesurées sont de l'ordre des variations obtenues lorsque la position de la double couche varie de quelques centimètres.

Au contraire de la température, la densité électronique présente une évolution linéaire avec la puissance dans un modèle simplifié électropositif (valable dans la source). Nous retrouvons bien une dépendance croissante de la densité électronique en fonction de la puissance, aussi bien au dessus qu'en dessous de la double couche. La chute de densité à travers la double couche reste constante avec la puissance.

Ces tendances sont confirmées par les mesures par analyseur en énergie des ions. La figure 4.20(a) présente l'évolution des potentiels du faisceau et du plasma (du côté faible potentiel), ainsi que le potentiel du faisceau d'ions négatifs, en fonction de la puissance radiofréquence.

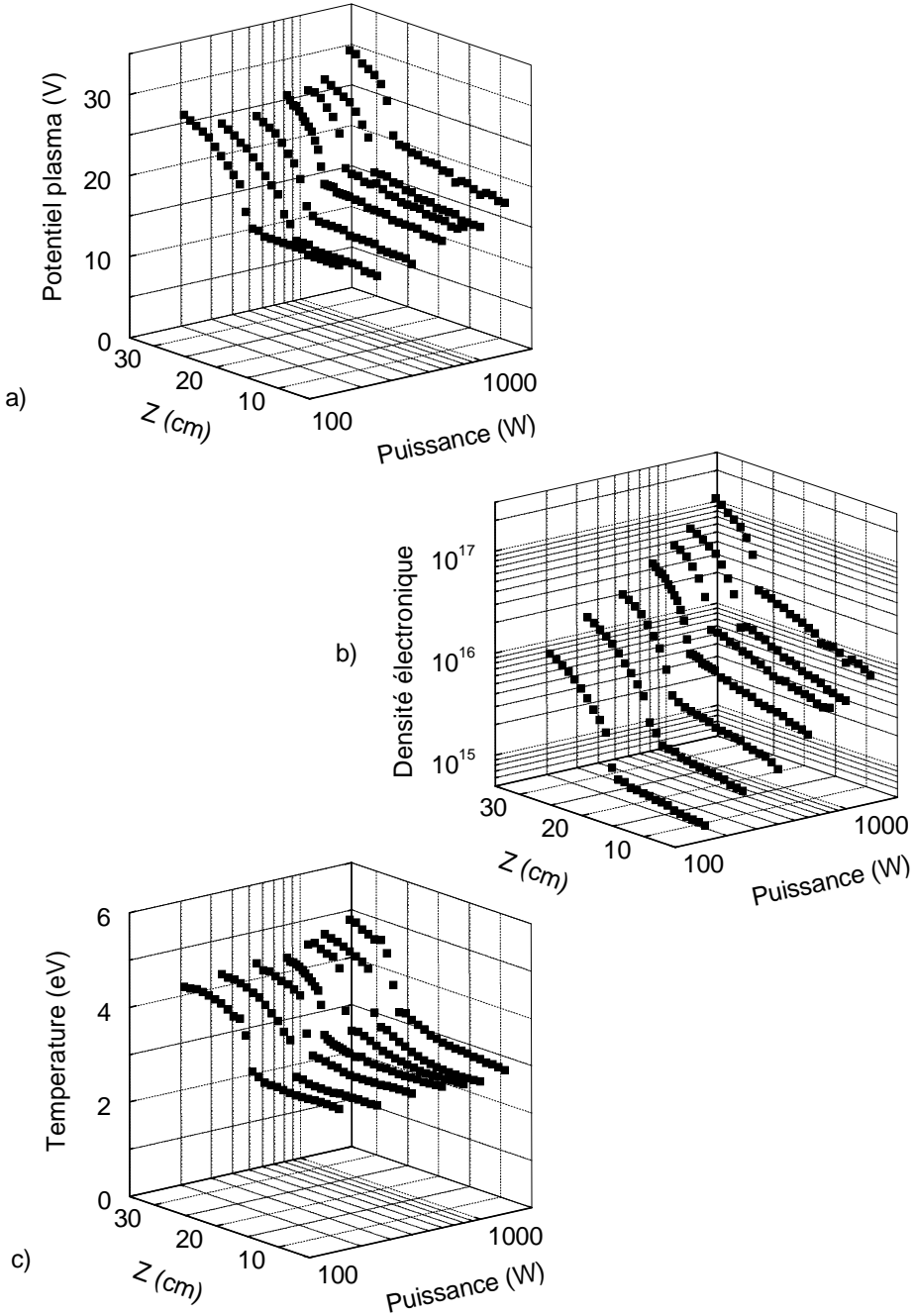


FIG. 4.16 : Évolution spatiale du potentiel plasma (a), densité électronique (b) et température électronique (c) en fonction de la puissance radiofréquence. Pression 0,13 Pa

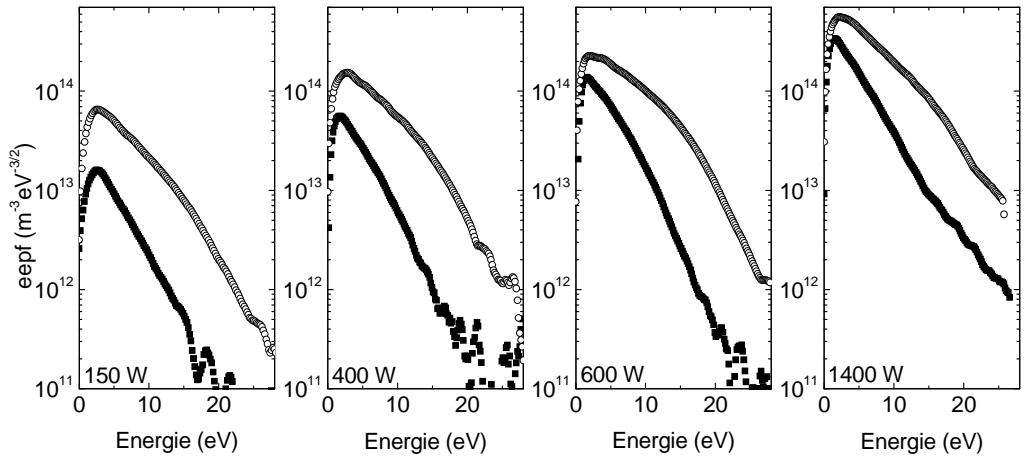


FIG. 4.17 : F_{pee} à $z = 28$ cm (○) et 20 cm (■) pour quatre puissances radiofréquences (150, 400, 600 et 1400 W). $C = 8\%$, 0,13 Pa.

Fonctions de distribution en énergie des électrons

La figure 4.17 présente l'évolution des f_{pee} pour deux positions (au dessus et en dessous de la double couche) en fonction de la puissance radiofréquence. Les allures des f_{pee} restent similaires de part et d'autre de la D.C. En particulier, pour $z = 20$ cm, la distribution reste proche d'une maxwellienne. Pour $z = 28$ cm, la distribution est tronquée, avec un seuil qui semble ne pas évoluer avec la puissance (~ 17 eV). La distribution électronique n'est que peu affectée par la puissance.

4.2.3 Influence de la pression

L'évolution des caractéristiques de la double couche en fonction de la pression est analysée dans cette sous-section. La double couche statique a pu être observée pour toutes les pressions accessibles, soit entre 0,05 Pa et 2,5 Pa. Cependant dans la gamme des "hautes pressions", la double couche statique n'existe que pour des puissances élevées.

Paramètres plasmas

La figure 4.18 représente les évolutions du potentiel plasma, de la densité électronique et de la température électronique en fonction de la pression. La puissance radiofréquence est maintenue à 600 W.

La température électronique présente une évolution spatiale similaire pour toutes les pressions mesurées : température beaucoup plus importante

dans la source, et chute abrupte au niveau de la double couche. Les valeurs absolues diminuent fortement avec la pression, conforme à l'évolution classiquement admise. La différence de température entre le plasma de source et le plasma de la chambre de diffusion diminue lorsque la pression augmente. L'équilibre du plasma est fixé par des rapports entre différents termes de création et de perte des particules chargées. Ces termes présentent des dépendances non-linéaires en température (en particulier les coefficients d'ionisation) et peuvent expliquer cette évolution de différence de température des deux côtés de la double couche.

Le potentiel plasma conserve la même allure quelque soit la pression de travail. La différence de potentiel au sein de la double couche n'évolue pas avec la pression. Cependant les valeurs absolues des potentiels de part et d'autre de la double couche évoluent fortement avec la pression : ils diminuent fortement lorsque la pression augmente et suivent les évolutions des températures électroniques. Remarquons que, quelle que soit la pression, le profil de potentiel plasma dans la chambre de diffusion reste uniforme.

La densité électronique est faiblement affectée par les variations de pression. En particulier la densité dans la source reste constante. Cependant, dans la chambre de diffusion, le profil de densité évolue assez fortement avec la pression : la densité présente un profil uniforme à basse pression et une diminution importante aux pressions plus élevées. Le transport et les processus de création et de pertes des particules varient fortement avec la pression. D'une part les coefficients de transport diminuent lorsque la pression augmente et la diffusion est freinée. D'autre part, l'augmentation de la pression associée à une diminution de la température augmente fortement le terme d'attachement dont l'évolution est proportionnelle à CP/T_e où P est la pression. L'augmentation de ce terme de perte des électrons lorsque la pression augmente, associée à la diminution des coefficients de transport conduit à la présence de gradients de densité à 1 Pa.

L'évolution des potentiels plasma et du faisceau mesurés par analyseur en énergie des ions est donnée en figure 4.20(b). Celle-ci confirme les mesures par sondes et indique une invariance de l'amplitude de la double couche vis à vis de la pression. Ainsi l'amplitude de la double couche ne suit pas les variations de la température électronique. Ces résultats sont en contradiction violente avec les évolutions mises en évidence pour une double couche magnétisée. L'équipe de l'Australian National University a en effet montré l'existence d'une double couche dans un réacteur similaire, mais pour des pressions très basses, et en présence d'un champ magnétique très divergent. L'amplitude de cette double couche est très sensible aux variations de la température électronique (Charles & Boswell, 2003; Sutherland *et al.*, 2005; Pli-

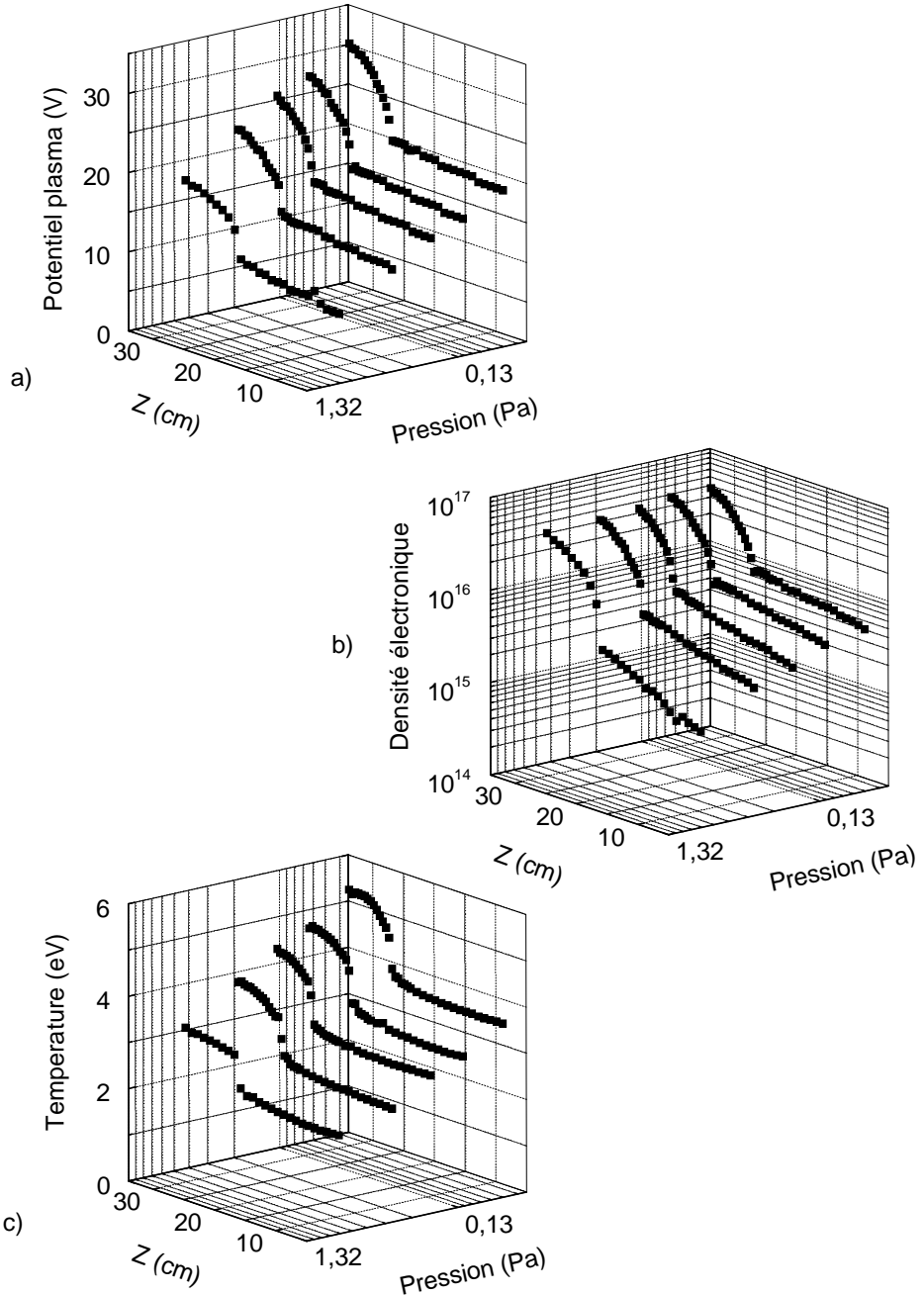


FIG. 4.18 : Évolution spatiale du potentiel plasma (a), densité électronique (b) et température électronique (c) en fonction de la puissance radiofréquence. Pression 0,13 Pa

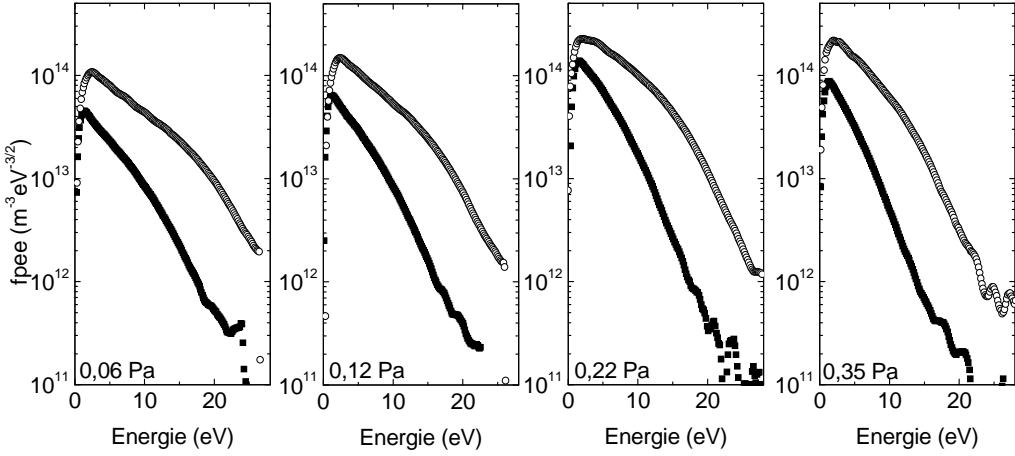


FIG. 4.19 : f_{pee} à $z = 28$ cm (\circ) et 20 cm (\blacksquare) pour quatre pressions (0,06, 0,12, 0,22 et 0,26 Pa). $C = 8\%$, 600 W.

hon et al., 2005b).

Fonctions de distribution en énergie des électrons

La figure 4.19 présente l'évolution des f_{pee} pour deux positions (au dessus et en dessous de la double couche) en fonction de la pression. Les allures des f_{pee} restent similaires de part et d'autre de la D.C, aux variations de température près. En particulier, pour $z = 20$ cm, la distribution reste proche d'une maxwellienne. Pour $z = 28$ cm, la distribution est tronquée. Le seuil de troncature diminue avec l'augmentation de la pression : de ~ 18 eV à 0,06 Pa à ~ 13 eV à 0,36 Pa. Ceci confirme la discussion donnée précédemment sur l'évolution de la position du seuil de troncature : évaluée à la différence $V_p - V_f$ en dessous de 0,1 Pa, elle se rapproche du seuil pour les collisions inélastiques au dessus de 1 Pa (11,5 eV pour l'argon).

La dynamique des électrons est fortement perturbée par la double couche quelque soit la pression de travail.

4.2.4 Influence des conditions aux limites

En présence de la double couche statique, nous avons vu précédemment que le plasma de source peut être considéré comme autonome. Il est intéressant d'étudier l'influence des conditions aux limites en haut de la source sur ce plasma de source et sur l'existence de la double couche. Deux géométries, décrites sur la figure 4.21(a), ont été expérimentées. La première est celle pour laquelle tous les résultats précédents et ultérieurs sont présentés. La

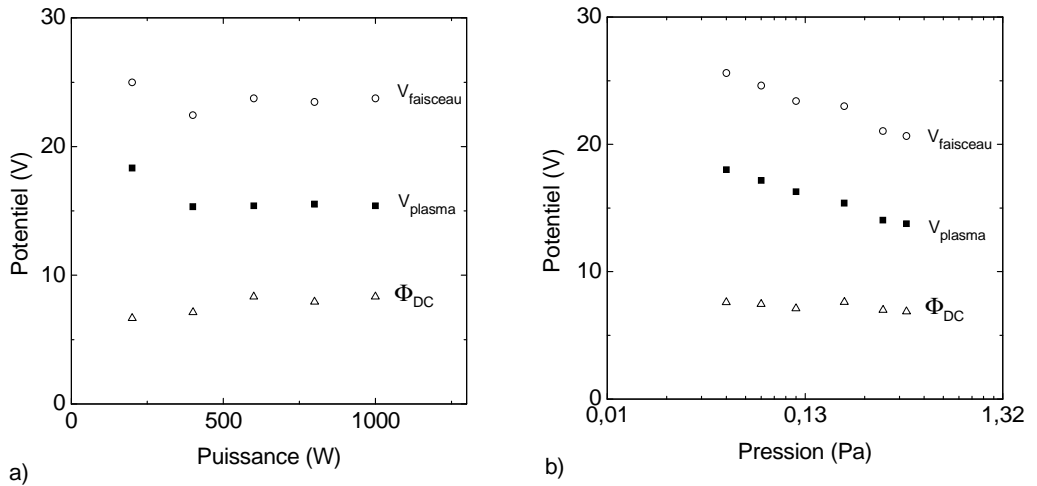


FIG. 4.20 : *Mesure de potentiel du faisceau et du potentiel plasma par analyseur en énergie des ions (a) en fonction de la puissance (0,13 Pa) et (b) en fonction de la pression (600 W).*

seconde ne présente plus aucune partie à la masse et autorise ainsi la source à être flottante. Les relevés du potentiel plasma pour ces deux géométries sont donnés en figure 4.21(b) pour le même mélange gazeux et la même puissance. Il n'apparaît pas de différence flagrante entre les deux situations : le potentiel présente la même évolution spatiale dans les deux cas et la double couche apparaît à la même position pour les deux géométries. La dynamique de formation et de déstabilisation de la double couche présentée dans le chapitre précédent n'est pas modifiée non plus par la condition aux limites en haut du tube source.

4.3 Etude d'un mélange Ar/O₂

L'ajout d'oxygène à un plasma d'argon conduit aussi à l'apparition d'une double couche, similaire à celle obtenue par ajout de SF₆. La condition d'apparition de la double couche est aussi liée à la concentration du gaz électronégatif dans la décharge : une double couche se forme pour des concentrations d'oxygène supérieures à la concentration critique 72%. La faible électronégativité de l'oxygène peut expliquer la différence de concentration critique par rapport à celle de SF₆. Une différence importante entre le mélange Ar/SF₆ et le mélange Ar/O₂ est le caractère dynamique. Le plasma en mélange Ar/O₂ n'atteint jamais les conditions d'apparition de la double couche propagative. La séquence d'apparition de la double couche statique est identique pour les deux mélanges : la succession des trois régimes I, II et III tels qu'ils ont été

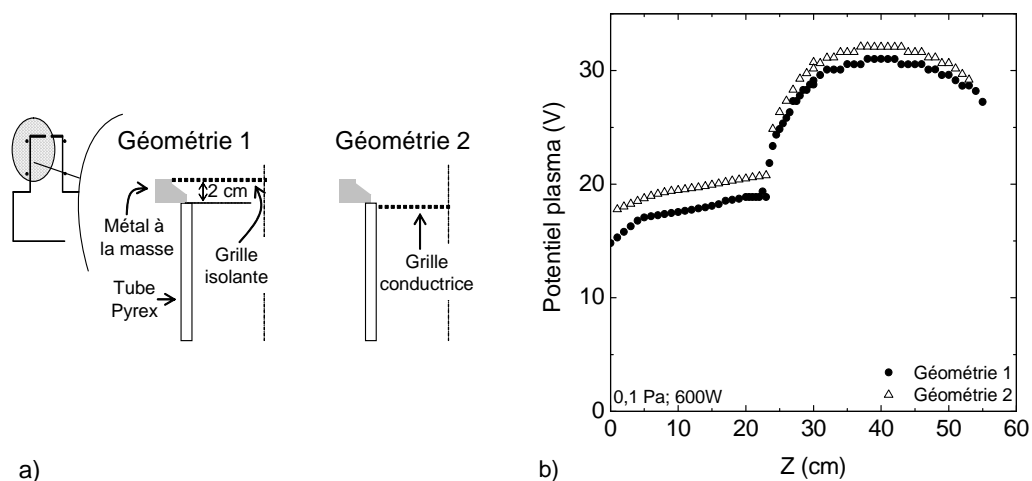


FIG. 4.21 : *Changement des conditions aux limites en haut du tube : schéma de principe et influence sur le profil spatial du potentiel plasma.*

définis au chapitre précédent. Nous ne détaillerons pas les caractéristiques du régime II pour le mélange Ar/O₂. Les paramètres plasma de la double couche en mélange argon/oxygène sont détaillés dans cette section.

4.3.1 Mesures électrostatiques

Lorsque la concentration d'oxygène dans l'argon est de 68 %, le plasma présente un profil de diffusion continue, qui sera l'état de référence auquel seront confrontés les relevés en présence d'une double couche statique. Les évolutions spatiales des paramètres plasma de cet état de référence sont reproduites en trait pointillé sur la figure 4.22. Sur cette même figure sont représentées les évolutions spatiales des paramètres plasma en présence de doubles couches. Les figures de gauche correspondent à une concentration d'oxygène de 72 %, et les figures de droite à un plasma en oxygène pur. Comme pour le cas Ar/SF₆, la double couche apparaît à la sortie du tube source, et son amplitude est similaire à celle observée en Ar/SF₆. L'influence de la concentration d'oxygène (et donc de l'électronégativité moyenne) est similaire aux résultats de la section 4.2.1 : la position de la double couche s'éloigne de la source lorsque la concentration d'oxygène est augmentée.

Les figures 4.22(a) et (b) présentent les évolutions du potentiel plasma pour les concentrations d'oxygène 72 et 100 %. La différence entre le potentiel en bas de la source et le potentiel juste en dessous de la double couche est du même ordre de grandeur pour les deux concentrations : environ 7 V. La différence de valeurs du potentiel plasma dans la source pour les deux concen-

trations d'oxygène considérées sera analysée lors de la discussion sur la température électronique. Le couplage de l'énergie étant de nature inductive, le potentiel plasma est en effet proportionnel à la température électronique. La valeur du coefficient de proportionnalité dépend de la masse moyenne des ions positifs. Cette dépendance en masse apparaît dans un logarithme et peut être considérée comme assez faible entre les deux concentrations d'oxygène considérées.

Les densités électroniques pour les mêmes concentrations d'oxygène sont présentées en figure 4.22(c) et (d). La diminution de densité associée à la double couche est similaire à celle observée en mélange Ar/SF₆. Le cas oxygène pur fait apparaître une structure particulière de la densité électronique : une légère augmentation de la densité est mesurée juste en dessous de la double couche. Cette augmentation de densité devrait être associée à une augmentation du potentiel plasma, qui n'a pas été mesurée. Cependant la densité augmente de 30%, soit une variation de potentiel de l'ordre de 0,8 V (la résolution de mesure du potentiel est estimée à 0,5 V). Cette petite augmentation de potentiel pourrait confiner les ions négatifs dans la chambre de diffusion.

Les températures électroniques sont présentées en figure 4.22(e) et (f). Comme pour le cas Ar/SF₆, leurs évolutions montrent aussi une forte diminution au passage de la double couche. Dans le cas de la double couche en mélange Ar/O₂, la température dans la source est 4,5 - 5 eV et 3,5 eV dans la chambre de diffusion : la différence de température est identique aux résultats présentés dans le cas Ar/SF₆. Le cas oxygène pur présente un équilibre différent : la température dans la chambre de diffusion reste autour de 3 eV, mais atteint très rapidement 5,5 eV dans la source. Cette évolution est en contradiction avec le modèle électropositif global le plus simple qui montre que la température est proportionnelle à l'énergie de première ionisation ($T_e = E_{iz0} \ln((hn_e u_b A)/(K_{iz0} V))$). En effet le seuil d'ionisation pour l'argon est 15,6 eV, 13,6 eV pour l'oxygène atomique et 12,2 eV pour l'oxygène moléculaire. Cependant un bilan d'électrons incluant l'attachement montre que la température augmente lorsque le terme d'attachement augmente. Ce dernier étant proportionnel à la concentration d'oxygène, il est attendu une augmentation de la température électronique lorsque la concentration d'oxygène augmente.

Dans la source, remarquons que, dans le cas de la double couche en mélange Ar/O₂, les profils axiaux des paramètres plasmas sont identiques à ceux obtenus juste avant l'apparition de la double couche. Ce résultat est identique à celui obtenu en Ar/SF₆ et confirme que la double couche est une gaine interne qui rend indépendant le plasma de source sans en modifier profondément l'équilibre.

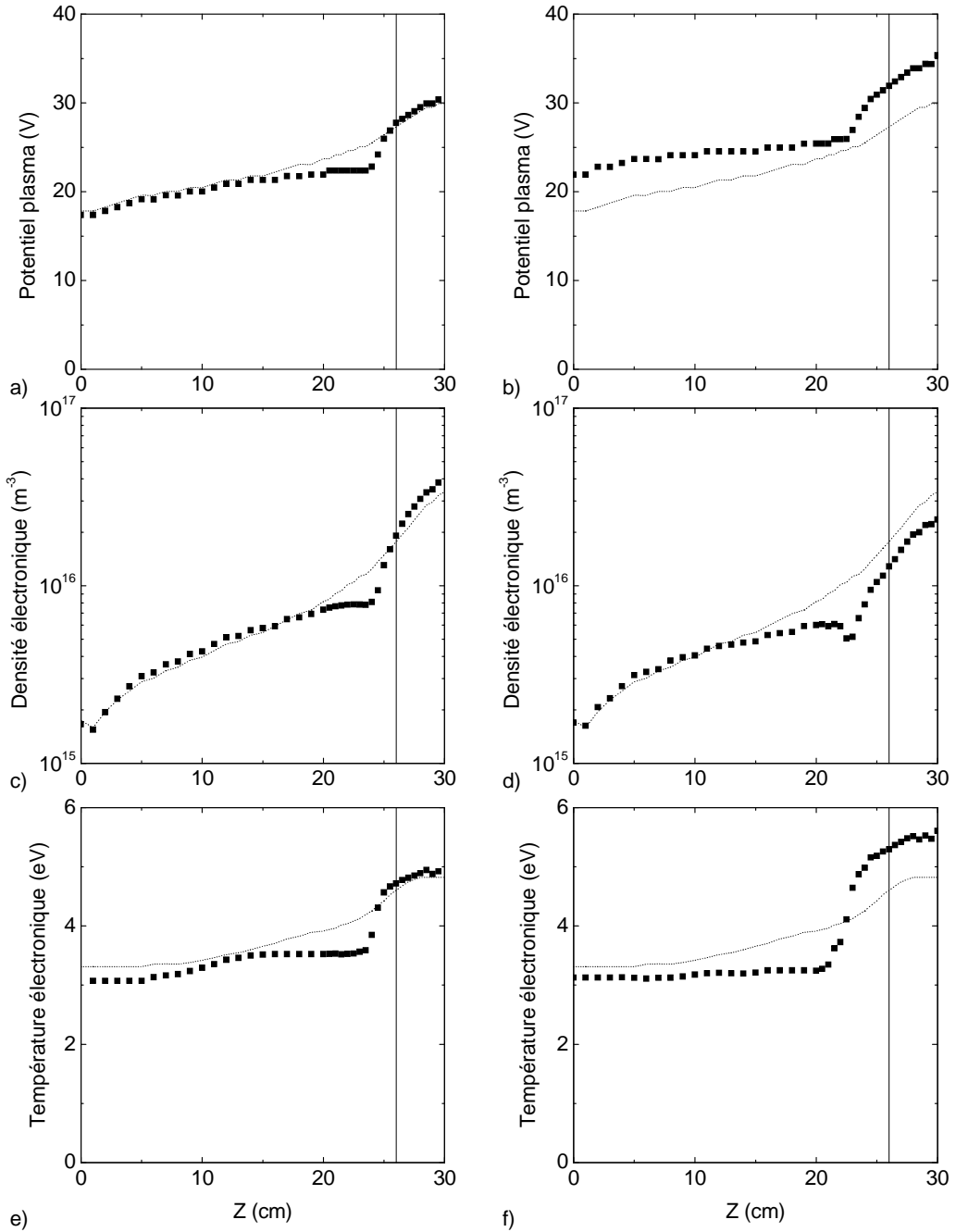


FIG. 4.22 : Double couche en oxygène. Mélange Ar/O_2 (0,28 : 0,72) à gauche et O_2 pur à droite. Évolutions des potentiels plasmas (a) et (b), densités électroniques (c) et (d) et températures électroniques (e) et (f). Les traits en pointillés représentent les profils en mélange Ar/O_2 (0,32 : 0,68))

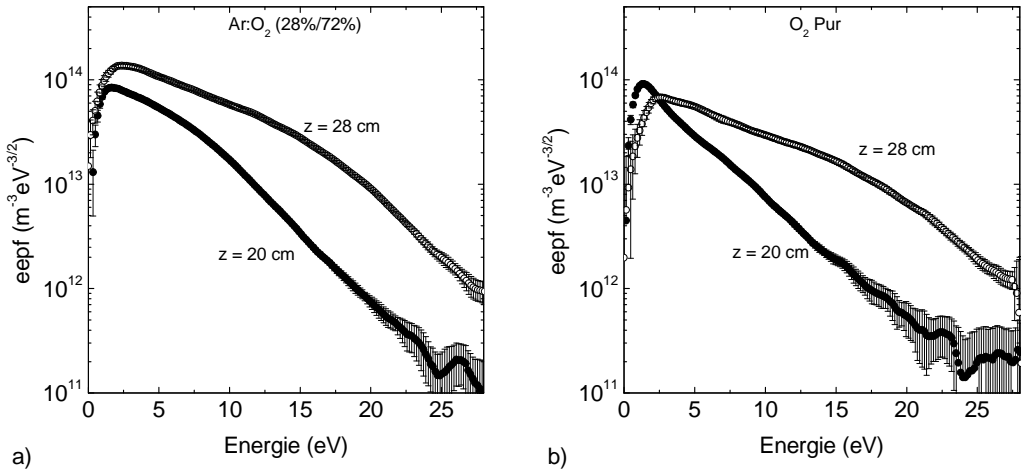


FIG. 4.23 : *Fpee au dessus et en dessous de la double couche : (a) mélange Ar/O₂ et (b) O₂ pur*

Enfin les fpee sont présentées en figure 4.23. Les fpee dans le cas du mélange Ar/O₂ peuvent s'interpréter comme en mélange Ar/SF₆ : la fonction de distribution est maxwellienne du côté faible potentiel de la double couche, et tronquée à haute énergie du côté haut potentiel. Des différences similaires au cas Ar/SF₆ quant aux différences relatives des fonctions de distributions sont observées. Dans le cas oxygène pur, le comportement révèle des différences notables à basses énergies, pour lesquelles la fpee du côté bas potentiel est supérieure à la fpee du côté haut potentiel. Ce phénomène favorise grandement le terme d'attachement du côté faible potentiel.

4.3.2 Mesure par photodétachement laser

Les mesures de photodétachement présentées ici ont été acquises pour une longueur d'onde du laser de 532 nm. Les deux ions négatifs simples rencontrés en mélange argon-oxygène, O⁻ et O₂⁻ ont un seuil de photodétachement à une énergie inférieure à celle du laser. Le problème de l'indétermination d'une mesure absolue posé dans le cas Ar/SF₆ disparaît. Les valeurs absolues mesurées à 532 nm ont été confirmées par des mesures à 355 nm. Le figure 4.24 donne l'évolution du signal de photodétachement en fonction de l'énergie du faisceau (pour un diamètre de faisceau de 6 mm - l'énergie du faisceau est mesurée après que celui-ci a traversé le plasma et les fenêtres optiques) pour plusieurs conditions - chacune d'elle correspond à un symbole différent. Les courbes d'évolutions théoriques à partir des sections efficaces

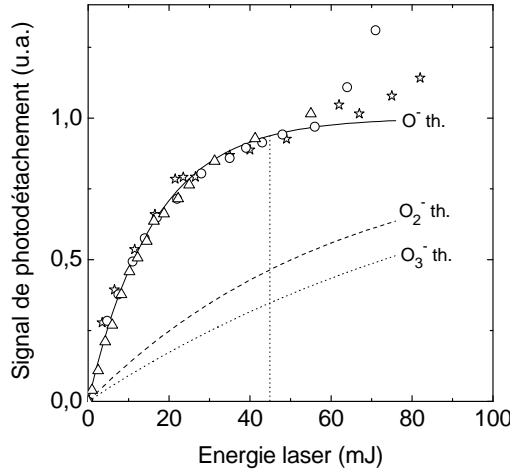


FIG. 4.24 : Évolution du signal de photodétachement en fonction de l'énergie laser (532nm) pour différentes conditions.

introduites au chapitre 2 sont reproduites en traits continus sur la même figure. L'ion négatif majoritaire est identifié comme étant O^- . Ce résultat est cohérent avec les sections efficaces d'attachement et d'attachement dissociatif usuels (Kimura *et al.*, 2001), l'existence de transfert de charge non-résonant $O_2^- + O \rightarrow O^- + O_2$ (Lieberman & Lichtenberg, 2005) et les résultats expérimentaux antérieurs (Corr *et al.*, 2003; Corr, 2003). L'énergie choisie pour les mesures est 45 mJ ; l'erreur relative de la mesure peut être estimée à 10% au maximum. Pour les énergies importantes (au dessus de 60 mJ), une augmentation sensible du signal de photodétachement est observée, probablement due à une photoionisation locale par le faisceau laser (photoionisation à plusieurs photons, ou à partir de molécules excitées).

Les évolutions spatiales de l'électronégativité pour les cas où le plasma présente un profil de diffusion continue ou en présence de double couche sont données en figure 4.25. La figure (a) présente les résultats juste avant l'apparition de la double couche : l'évolution spatiale garde la même allure qu'en Ar/SF₆ dans les mêmes conditions, avec des valeurs absolues plus faibles (d'au moins un facteur 2). Dans le cas double couche, les profils présentent aussi une évolution similaire à ceux obtenus en Ar/SF₆, avec des valeurs plus faibles. Cette mesure met très clairement en évidence la discontinuité d'électronégativité à la double couche. Celle-ci sépare bien un plasma électronégatif dans la chambre de diffusion d'un plasma électropositif dans la source ($\alpha = 0$). Cette transition est très abrupte.

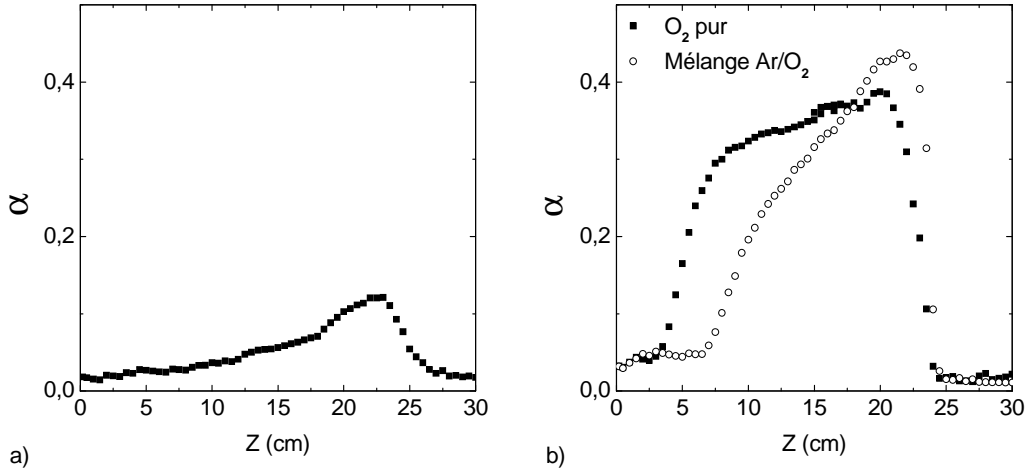


FIG. 4.25 : *Évolution spatiale de l'électronégativité : (a) mélange Ar/O₂ (0,32 : 0,68) juste avant l'apparition de la double couche, (b) mélange Ar/O₂ (0,28 : 0,72) et O₂ pur.*

A l'extrémité basse de la chambre de diffusion ($z < 10$ cm), une discontinuité abrupte de l'électronégativité est aussi observée. Il s'agit vraisemblablement de la stratification du plasma face au mur présentée dans l'introduction. La longueur caractéristique associée est de l'ordre du libre parcours moyen ionique (3 cm à 0,13 Pa). Les valeurs d'électronégativité excluent le cas d'une stratification associée à une double couche.

4.4 Modèle de l'équilibre du plasma

Cette section présente un modèle de l'équilibre de la décharge en présence de la double couche statique. Les différents éléments de modélisation sont présentés pour chaque partie du plasma. Les résultats sont ensuite comparés aux résultats expérimentaux.

4.4.1 Présentation du modèle

Le mélange gazeux majoritairement étudié est le mélange Ar/SF₆ ; le modèle est donc développé pour ce mélange gazeux.

Ainsi les processus de création et de perte des espèces chargées sont les suivants :

- ionisation pour la création des ions positifs et des électrons. Les fréquences d'ionisations sont calculées à partir des données de l'argon (mélanges expérimentaux à 90% d'argon).

- attachement pour la création des ions négatifs et la perte des électrons. Les fréquences d'attachement sont calculées à partir des données du SF_6 , en considérant une dissociation négligeable et en tenant compte de la dilution.
- recombinaison ions négatifs - ions positifs pour la perte des ions
- pertes aux parois pour les électrons et les ions positifs

Le détachement des ions négatifs ainsi que la recombinaison ions positifs - électrons sont négligées. Le flux d'ions négatifs aux parois est considéré nul ; les ions négatifs sont confinés dans le plasma par la gaine face aux parois.

Les valeurs des coefficients de création et de perte sont choisies à partir des données classiquement admises. Les sections efficaces sont intégrées en considérant des fonctions de distributions maxwelliennes. Avec n_G la densité de neutres, la fréquence d'ionisation ν_i s'écrit (Lieberman & Lichtenberg, 2005, p. 81)[système SI] :

$$\nu_i = n_G * 2,34 \cdot 10^{-14} T_e^{0,59} \exp\left(-\frac{17,44}{T_e}\right)$$

L'expression de la fréquence d'attachement reprend les valeurs admises (Chabert *et al.*, 2001, et références citées)

$$\nu_a = C * n_G * \frac{7,7 \cdot 10^{-15}}{T_e^{1,213}}$$

Le taux de recombinaison est issu de (Kline, 1986) et considère une température des ions supérieure à celle du gaz neutre :

$$K_R = 0,3 \cdot 10^{-13} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$$

Modèle de la double couche

Le modèle présenté ne cherche pas à décrire la dynamique des structures non-neutres. Ainsi, l'existence de la double-couche admise, nous cherchons à décrire l'équilibre des deux plasmas (dans la source et dans la chambre de diffusion) connectés par la double couche. Suite aux observations expérimentales (en particulier la photographie 4.2), le modèle retenu considère une géométrie sphérique pour la double couche. Le rayon de cette dernière est fixé à $R_1 = 6,5 \text{ cm}$, et correspond à une position de la double couche assez avancée dans la chambre de diffusion. L'interface entre le plasma de source et le plasma de la chambre de diffusion est ainsi une demi-sphère. Cette interface est une surface d'échange entre le plasma de source et le plasma de la chambre de diffusion. Les flux de particules à travers cette surface seront les termes d'échange entre le plasma de source et de chambre de diffusion (voir figure 4.26(a)).

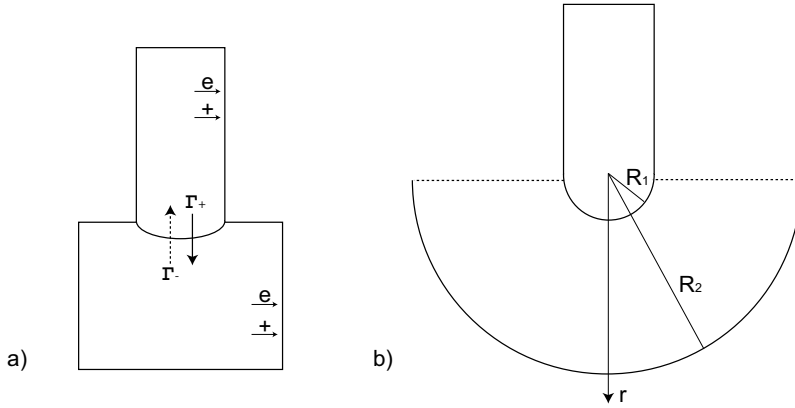


FIG. 4.26 : (a) Flux de particules aux parois et à travers la double couche. (b) Géométrie sphérique du modèle présenté

Modèle du plasma de source

Le plasma est décrit par un modèle global dans la source. Quelques remarques générales peuvent être dressées à partir des résultats expérimentaux présentés précédemment.

Tout d'abord, le profil spatial de densité électronique suit un profil parabolique comme nous l'avons déjà mentionné en début de chapitre. Ce profil est repris en figure 4.27 sur lequel est tracé le profil parabolique le mieux ajusté. Ce profil parabolique sur l'axe du cylindre est typique de l'équilibre d'un plasma faiblement électronégatif (les mesures par photodétachement indiquent d'ailleurs que le plasma électropositif dans le bas de la source); le profil de densité électronique serait plat pour une électronégativité importante.

Le modèle retenu est un modèle global d'un plasma faiblement électronégatif. Les équations bilans pour les espèces négatives, intégrées dans la source de volume V , sont respectivement

$$n_e \nu_i - n_e^2 \alpha (1 + \alpha) K_R - n_e u_B \frac{A_{\text{eff}}}{V} = 0$$

$$n_e \nu_a - n_e^2 \alpha (1 + \alpha) K_R - \Gamma_- \frac{A_{DC}}{V} = 0$$

où A_{eff} est la surface effective de perte aux parois et A_{DC} est la surface d'échange de la double couche. Les électrons sont perdus aux parois et à travers la double couche. L'expression du flux de perte aux parois demande une description précise de la gaine électronégative. Nous nous appuyons sur

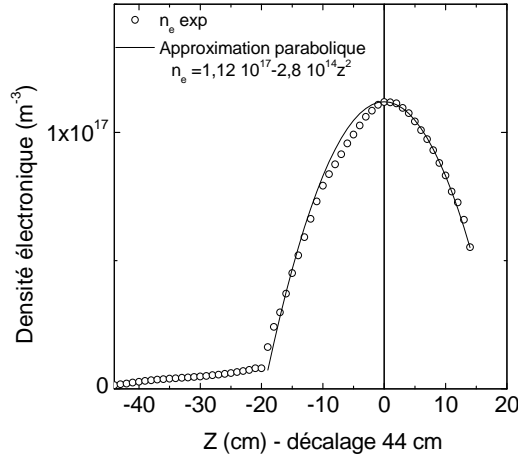


FIG. 4.27 : *Densité électronique dans la source et meilleure approximation parabolique associée*

une description théorique (Kimura *et al.*, 2001) de l'équilibre d'un plasma en géométrie cylindrique. La surface effective A_{eff} est le produit de la surface réelle des parois A et d'un facteur géométrique h correspondant à la décroissance de la densité entre le centre du plasma et l'entrée de la gaine. Une formulation implicite pour le coefficient h en plasma électronégatif est donnée dans (Kimura *et al.*, 2001). Nous reprenons les valeurs numériques données dans cette même référence.

Le flux Γ_- est le flux d'ions négatifs de la chambre de diffusion vers la source, à travers la double couche. Il s'agit du terme d'échange dans le bilan de particules du plasma de source.

Modèle du plasma dans la chambre de diffusion

Dans la chambre de diffusion, le plasma est décrit par les équations fluides. Afin de simplifier la résolution, et au vu de la géométrie de la double couche, nous avons choisi une géométrie sphérique pour l'expansion du plasma dans la chambre de diffusion. La figure 4.26(b) montre la géométrie du problème. La longueur R_2 est choisie telle que le rapport de la surface de la double couche à la surface du mur soit égale à celui du cas réel (pour lequel la double couche rentre de 2 cm dans la chambre de diffusion) : $R_2 = 4,5R_1$. L'équation de conservation des espèces ainsi que l'équation de conservation de leur quantité de mouvement sont résolues en géométrie sphérique. Les électrons sont considérés en équilibre de Boltzmann. Les grandeurs suivantes sont introduites :

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\pm} &\equiv n_{\pm} u_{\pm} \\
D_{\pm} &\equiv kT_{\pm}/m_{\pm}\nu_{\pm} \\
\gamma_{\pm} &\equiv T_e/T_{\pm}
\end{aligned}$$

Les fréquences de collision ions-neutres ν_{\pm} sont calculées à partir de sections efficaces de collisions de 10^{-18}m^2 , en se basant sur les valeurs usuelles d'échange de charge pour l'argon (Lieberman & Lichtenberg, 2005).

Les équations de conservations des ions en géométrie sphérique s'écrivent

$$r^{-2} (r^2 \Gamma_+)' = \nu_i n_e - K_R n_+ n_- \quad (4.2)$$

$$r^{-2} (r^2 \Gamma_-)' = \nu_a n_e - K_R n_+ n_- \quad (4.3)$$

Les équations du mouvement s'écrivent

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\pm} &= D_{\pm} \left[\pm \frac{qE}{kT_{\pm}} n_{\pm} - \frac{dn_{\pm}}{dr} \right], \\
kT_e \frac{dn_e}{dr} &= -en_e E,
\end{aligned}$$

L'approximation plasma permet de les combiner et d'obtenir

$$(n_+ - n_-)\Gamma_{\pm} = -D_{\pm} \left((n_+ - n_-) \frac{n_{\pm}}{dr} \pm \gamma_{\pm} n_{\pm} \frac{d(n_+ - n_-)}{dr} \right) \quad (4.4)$$

Système d'équations Ces équations (4.4) peuvent être écrites sous forme matricielle (en notant X' la dérivation spatiale de X)

$$\begin{pmatrix} -D_+ \gamma_+ n_+ - D_+ (n_+ - n_-) & D_+ \gamma_+ n_+ \\ D_- \gamma_- n_- & -D_- (n_+ - n_-) - D_- \gamma_- n_- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n'_+ \\ n'_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (n_+ - n_-)\Gamma_+ \\ (n_+ - n_-)\Gamma_- \end{pmatrix}$$

Qui est équivalent à

$$\begin{pmatrix} n'_+ \\ n'_- \end{pmatrix} = \frac{\begin{pmatrix} -D_- (n_+ - n_-) - D_- \gamma_- n_- & -D_+ \gamma_+ n_+ \\ -D_- \gamma_- n_- & -D_+ \gamma_+ n_+ - D_+ (n_+ - n_-) \end{pmatrix}}{D_- D_+ [(1 + \gamma_+) n_+ - (1 - \gamma_-) n_-]} \begin{pmatrix} \Gamma_+ \\ \Gamma_- \end{pmatrix}$$

Le système d'équations final consiste alors en quatre équations différentielles du premier ordre, qui peuvent être résolues numériquement :

$$n'_+ = \frac{D_- [\gamma_- n_- - (n_+ - n_-)] \Gamma_+ + D_+ \gamma_+ n_+ \Gamma_-}{D_- D_+ [(1 - \gamma_-) n_- - (1 + \gamma_+) n_+]}, \quad (4.5)$$

$$n'_- = \frac{D_- \gamma_- n_- \Gamma_+ + D_+ [\gamma_+ n_+ + (n_+ - n_-)] \Gamma_-}{D_- D_+ [(1 - \gamma_-) n_- - (1 + \gamma_+) n_+]}, \quad (4.6)$$

$$\Gamma'_+ = \nu_i (n_+ - n_-) - K_R n_+ n_- - \frac{2\Gamma_+}{r}, \quad (4.7)$$

$$\Gamma'_- = \nu_a (n_+ - n_-) - K_R n_+ n_- - \frac{2\Gamma_-}{r} \quad (4.8)$$

Choix des conditions aux limites La résolution du système précédent nécessite le choix de quatre conditions aux limites pour les dynamiques des ions positifs et négatifs.

$$\begin{aligned} \Gamma_+(r = R_1) &= \Gamma_0 \\ \Gamma_-(r = R_2) &= 0 \\ u_-(r = R_1) &= u_B / \sqrt{\gamma_-} \\ u_+(r = R_2) &= u_B / \sqrt{\gamma_-} \end{aligned}$$

La première condition est le terme de couplage avec le plasma de source : les ions positifs traversent la double couche et un flux Γ_0 entre dans la chambre de diffusion. La condition sur la paroi extérieure pour les ions positifs est qu'ils atteignent leur vitesse de Bohm locale. Sur cette même paroi, le flux d'ions négatifs est nul (ils sont confinés par la gaine). La condition d'entrée des ions négatifs dans la double couche est qu'ils atteignent leur vitesse thermique.

Résolution du modèle

Les paramètres d'entrée du modèle sont la température dans la chambre de diffusion et la densité électronique au centre de la source. La résolution des deux systèmes d'équations est la suivante :

- le flux d'ions positifs de la source vers la chambre de diffusion est déterminé à partir de la densité électronique dans la source et du facteur h déterminé. Il s'agit du terme de couplage entre la source et la chambre de diffusion.
- les équations 4.5 sont résolus numériquement.
- le flux d'ions négatifs de la chambre de diffusion vers la source à travers la double couche est estimé.
- les équations du modèle global dans la source sont résolues.

- enfin l'amplitude de la double couche est estimée en considérant que les électrons sont en équilibre de Boltzmann

$$n_{e \text{ source}} = n_e(z_{DC}) \exp\left(\frac{V_{DL}}{T_{e \text{ source}}}\right)$$

4.4.2 Comparaison modèle-expériences

Étude complète à 0,13 Pa

Les résultats du modèles à 0,13 Pa sont présentés et comparés aux relevés expérimentaux des différents paramètres plasma. La coordonnée sphérique est transformée en coordonnée axiale équivalente : $R_1 \rightarrow z = 25 \text{ cm}$ et $R_2 \rightarrow z = 0 \text{ cm}$. Les paramètres d'entrée sont la densité au centre de la source ($1,2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$) et la température dans la chambre de diffusion, 3 eV. Les profils spatiaux des paramètres plasma sont reproduits en figure 4.28 pour deux concentrations de SF_6 : 8 %, qui correspond à la concentration d'apparition de la double couche, et 18 %.

Les évolutions spatiales des densités modélisées possèdent la même allure que la courbe expérimentale. Pour le cas 8 %, la densité modélisée est supérieure d'un facteur 2 à la densité mesurée. Le cas 18 % simule les données expérimentales avec précision. Le profil de densité expérimental diminue fortement pour les positions inférieures à 7 cm ; un gradient de potentiel existe en effet dans cette pré-gaine afin d'accélérer les ions positifs entrant dans la gaine face à l'extrémité inférieure de la chambre de diffusion. Notons que la valeur de densité calculée est assez sensible aux valeurs des coefficients de création et de perte locaux, comme le montre la sensibilité à la concentration, toutes choses égales par ailleurs (un changement de concentration se traduit par une modification de la fréquence d'attachement dans notre modèle). La sensibilité à la température électronique locale est aussi importante ; l'insertion d'une température de 2,1 eV (obtenue par identification de la pente de $n_e = f(V_p)$) pour une concentration de 8 % conduit à un profil similaire à celui obtenu pour une concentration de 18 %.

L'allure de l'évolution spatiale de l'électronégativité calculée est semblable à celle de l'électronégativité mesurée : l'augmentation de l'électronégativité à proximité de la double couche est bien reproduite par le modèle. L'accord en valeurs absolues dépend fortement de la fréquence d'attachement considérée : le cas 8 % est deux fois supérieur aux mesures ; le cas 18 % donne un électronégativité cinq fois plus élevées (qui sont de l'ordre de grandeur de l'électronégativité qui peut être déduite de la méthode à deux sondes, avec la correction pour le courant du faisceau d'ions). Encore une fois, l'influence

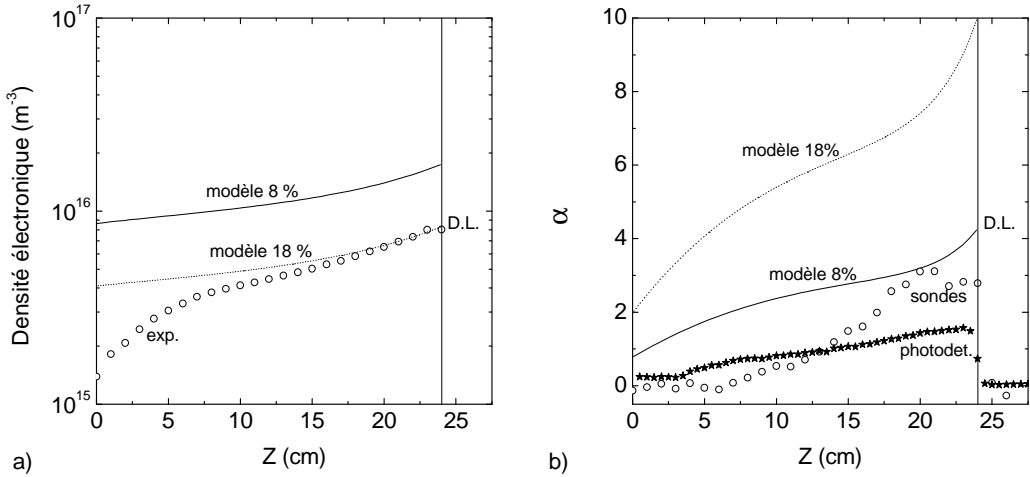


FIG. 4.28 : Comparaison modèle-expérience pour la densité électronique (a) et l'électronégativité (b).

des paramètres du modèle est importante : la modification des valeurs choisies pour les fréquences d'attachement et le coefficient de recombinaison peut modifier fortement la valeur absolue sans modifier l'allure. Les coefficients géométriques jouent aussi un rôle important. La double couche a été modélisée par une surface d'échange hémisphérique ; expérimentalement, dans la limite où la double couche ne rentre pas du tout dans la chambre de diffusion, la surface d'échange est un disque. La différence de surface d'échange entre les deux plasmas atteint alors un facteur deux. La diminution du terme de couplage entre les deux plasmas se traduit par une diminution de la densité électronique et une augmentation de l'électronégativité.

La figure 4.29 reproduit les vitesses, normalisées à la vitesse de Bohm électropositive, et les flux, normalisés au flux d'ions à travers la double couche, des deux espèces d'ions. Les allures de ces courbes et les valeurs absolues sont peu modifiées par le changement des termes de créations des espèces chargées. Les résultats présentés correspondent à une concentration de SF_6 de 8 %. Les ions positifs sont accélérés à travers la double couche, dans le potentiel de cette dernière, et arrivent avec une vitesse importante dans le plasma de la chambre de diffusion. Leur vitesse diminue alors dans la chambre de diffusion, suite à l'expansion sphérique du plasma et à la dissipation. Les ions positifs subissent à nouveau une accélération avant la gaine au bas de la chambre de diffusion. La vitesse d'arrivée des ions positifs dans la gaine est fixée à la vitesse de Bohm locale pour des ions négatifs en équilibre de Boltzmann avec $\gamma = 10$; soit $\sqrt{eT_e/\gamma m_+} \approx 0,26\sqrt{eT_e/m_+}$.

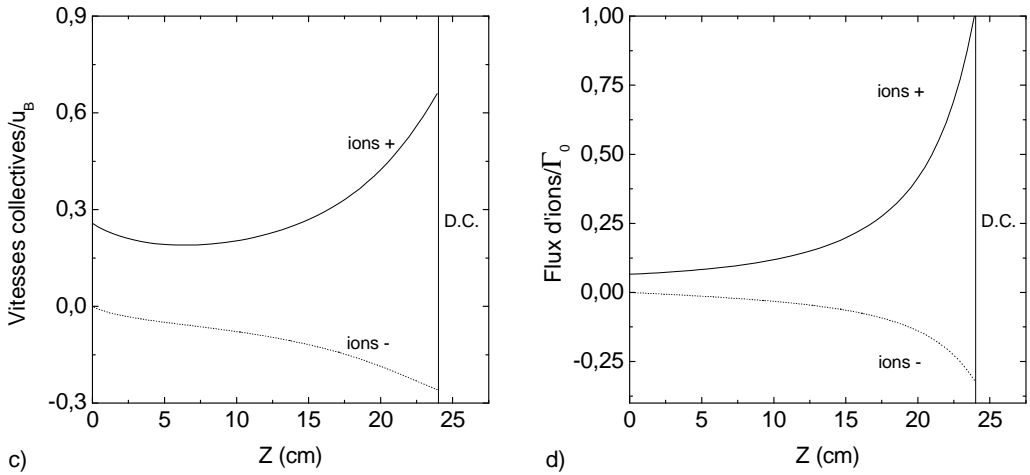


FIG. 4.29 : Vitesses des ions normalisées à la vitesse de Bohm (a) et flux d'ions normalisés au flux d'ions positifs à travers la double couche (b).

Les ions négatifs, eux sont accélérés progressivement dans la chambre de diffusion par le faible champ électrique jusqu'à leur sortie à leur vitesse thermique.

L'analyse des flux d'ions permet l'estimation du flux d'ions négatifs entrant dans la source. Ce flux est environ 30 % du flux d'ions positifs entrant.

La résolution du modèle global dans la source amène une température électronique de 5,15 eV, proche de la valeur mesurée. L'électronégativité dans la source est calculée à 1,9, valeur très supérieure à la mesure par photo-détachement. Il est possible qu'une indétermination importante des termes sources pour les équations bilans conduisent à cette surestimation de l'électronégativité. L'évaluation de l'amplitude de la double couche selon la méthode présentée est 6,4 V ; valeur en accord avec l'estimation expérimentale.

Le flux d'ions négatifs traversant la double couche de la chambre de diffusion vers la source ne perturbe pas l'équilibre local du plasma de source ; une modélisation simplifiée pourrait faire intervenir un modèle indépendant pour le plasma de source - qui pourrait de plus être un modèle de plasma électropositif d'après les mesures effectuées.

Influence de la pression

La résolution du modèle est assurée aux conditions de pression pour lesquelles des mesures ont été présentées. L'évolution des facteurs h est donnée dans (Kimura *et al.*, 2001) ; la variation en pression est assez faible (0,6 à très basse pression, 0,58 à 0,4 Pa, 0,53 à 0,52 Pa et 0,49 à 0,65 Pa). Les évolutions spatiales pour toutes les pressions étudiées présentent globalement

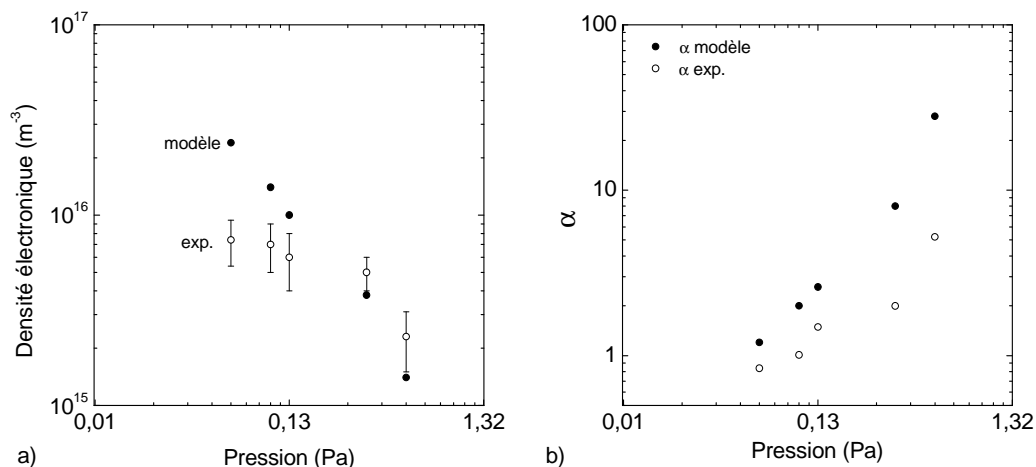


FIG. 4.30 : Comparaison modèle-expérience des paramètres dans la chambre de diffusion : densité électronique (a) et électronégativité (b).

les mêmes allures. Les profils d'électronégativité sont un peu plus uniformes lorsque la pression augmente, avec la localisation du maximum d'électronégativité.

La figure 4.30 donne une comparaison des paramètres plasma dans la chambre de diffusion. La comparaison est effectuée pour la position $z = 15$ cm, qui se situe dans le plan médian de la chambre de diffusion et pour lequel les mesures d'électronégativité par sonde ne sont plus perturbées par la présence du faisceau d'ions positifs. Les tendances mesurées sont correctement décrites par le modèle : la densité électronique diminue avec la pression et l'électronégativité augmente avec la pression. Cependant, les taux d'évolution calculés diffèrent grandement par rapport aux mesures. Une fois encore, l'évaluation des coefficients de création-perte est cruciale. En particulier si la fréquence d'attachement est sur-évaluée à haute pression, l'électronégativité est aussi sur-évaluée et la densité électronique sous-évaluée dans le modèle.

La figure 4.31 donne l'évolution des paramètres plasma calculés dans la source. L'accord pour les températures électroniques est excellent. L'évolution de l'électronégativité dans la source est identique à celle de la chambre de diffusion. La comparaison avec les mesures est difficile : nous manquons de mesures par photodétachement, et les mesures de sondes sont à la limite de résolution. Cependant, d'après les résultats expérimentaux, il semble honnête de supposer que l'électronégativité est très faible dans la source.

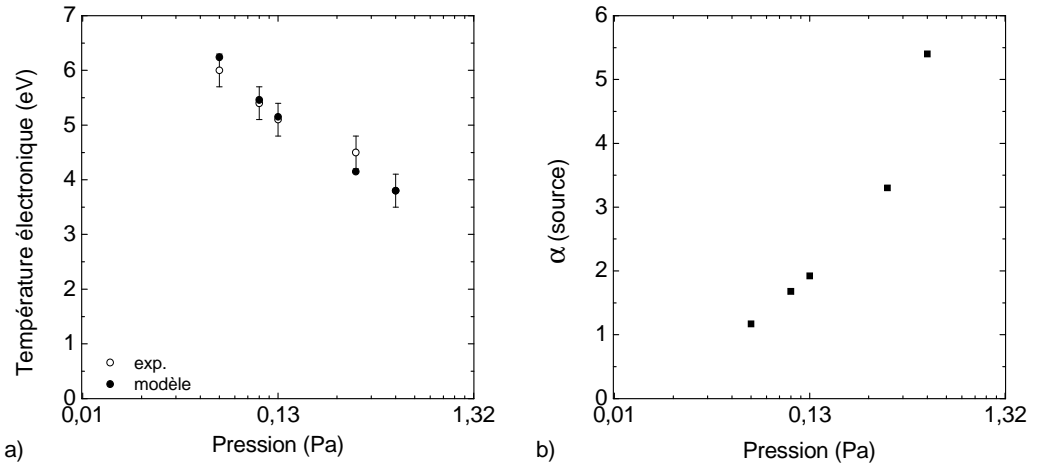


FIG. 4.31 : *Comparaison modèle-expérience des paramètres dans la source : température électronique (a) et électronégativité calculée par le modèle (b).*

L'amplitude de la double couche calculée évolue peu avec la pression : elle reste comprise entre 5 et 6,6V. Cette propriété est similaire aux mesures présentées en section 4.2.3.

4.4.3 Simulations numériques

La modélisation présentée au cours des quelques pages précédentes s'est intéressée uniquement à la description de l'équilibre des plasmas de part et d'autre de la double couche. Une collaboration a été initiée avec une équipe du CPAT - Toulouse et de l'Australian National University - Canberra (Australie) pour la simulation numérique de la dynamique du plasma. Nous ne rentrons pas dans les détails ici, qui pourront être trouvés dans la thèse d'A. Meige (Meige, 2006) et dans les publications à venir. Deux approches ont été étudiées. D'une part une modélisation hybride 2D (les électrons sont en équilibre de Boltzmann, les ions sont traités comme des particules individuelles) a été mise en place afin d'étudier l'influence de la géométrie plus aisément qu'expérimentalement. D'autre part un modèle 1D particulière (toutes les espèces sont particulières) permet d'obtenir des informations plus fines, tels les coefficients de création et de pertes des espèces chargées ou les fonctions de distribution électroniques.

Chapitre 5

Influence du champ magnétique statique

Sommaire

5.1	La transition H - W	146
5.1.1	Caractéristiques du champ magnétique statique . . .	146
5.1.2	Des oscillations de relaxation à la transition H/W? .	147
5.2	Modification de la dynamique des électrons	149
5.2.1	Remarques préliminaires	149
5.2.2	Description théorique	149
5.2.3	Mesure de la température électronique perpendiculaire	150
5.2.4	Valeurs typiques des coefficients de transport	154
5.3	Structure du plasma électronégatif magnétisé	154
5.3.1	Destruction de la double couche propagative	154
5.3.2	Confinement magnétique radial du plasma	158
5.3.3	Confinement magnétique du plasma électronégatif .	162

L'ajout d'un champ magnétique statique au plasma modifie deux propriétés essentielles.

D'une part le chauffage des électrons peut être modifié. La description du fonctionnement d'un plasma hélicon dans l'introduction a mis en évidence l'existence d'un mode de chauffage très efficace par l'onde hélicon. Il existe alors une transition H-W. En présence d'ions négatifs cette transition pourrait être soumise à des oscillations de relaxation ; l'étude de la stabilité de cette transition est présentée au début de ce chapitre.

D'autre part, le champ magnétique rend l'espace anisotrope et modifie fortement le confinement des espèces chargées du plasma. L'analyse des dynamiques des espèces en plasma électropositif puis en plasma électronégatif est développée en sections 5.2 et 5.3.

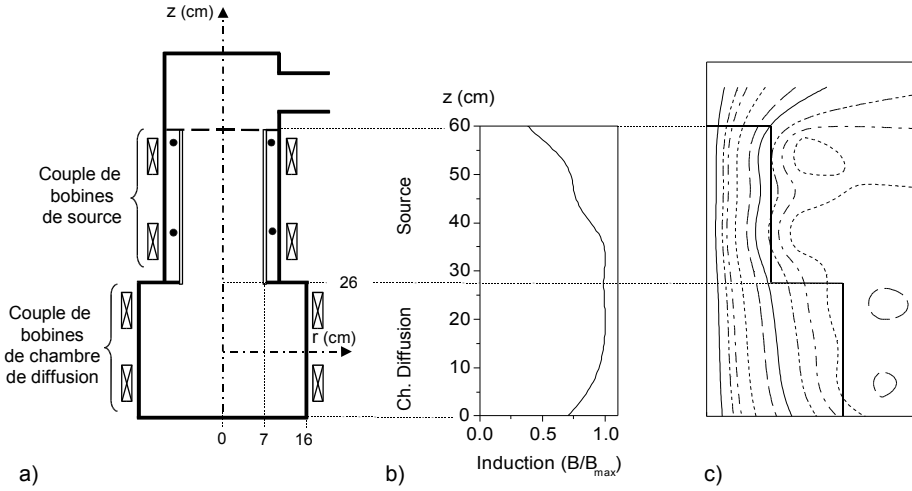


FIG. 5.1 : (a) Schéma d'implantation des bobines de champ d'induction statique, (b) composante axiale sur l'axe de symétrie et (c) lignes de champ.

Les résultats présentés dans cette section reprennent les résultats publiés dans (Corr *et al.*, 2006).

5.1 La transition H - W

5.1.1 Caractéristiques du champ magnétique statique

Des bobines enroulées autour du tube source et de la chambre de diffusion permettent de générer d'un champ magnétique statique dans le réacteur. Deux couples de bobines sont alimentées indépendamment l'une de l'autre. La figure 5.1(a) présente la position de ces deux couples de bobines. Le rapport des courants circulant dans chacune des bobines est tel que la projection axiale du champ magnétique sur l'axe de symétrie soit la plus homogène possible. La valeur du champ sur l'axe, normalisée à son maximum, est donnée en figure 5.1(b) : le champ est uniforme dans la chambre de diffusion et dans la partie basse du tube source. Le tracé de certaines lignes de champ est donné en figure (c). Le champ peut être considéré en première approximation comme n'ayant qu'une composante axiale (sur le bord de la chambre de diffusion le rapport de la composante axiale à la composante radiale reste inférieur à 15 %).

Dans la suite du texte, la valeur du champ d'induction magnétique sta-

tique spécifiée est la valeur sur l'axe au centre de la chambre de diffusion. La valeur maximale est 10 milliTesla (100 Gauss).

5.1.2 Des oscillations de relaxation à la transition H/W ?

La circulation d'un courant radiofréquence dans l'antenne permet d'exciter un mode hélicon se propageant le long des lignes de champ magnétique et d'atteindre un mode de couplage de l'énergie qui n'était pas accessible pour les résultats présentés au cours des chapitres précédents. Trois modes de couplage de l'énergie (E, H et W) sont alors accessibles et deux transitions de modes leur sont associées. Expérimentalement, ces transitions peuvent se traduire par des discontinuités dans l'évolution des paramètres plasma en fonction de la puissance radiofréquence.

Pour les faibles champs magnétiques utilisés, les transitions ne se traduisent pas par des sauts des paramètres plasmas, mais plutôt par des changements de pente d'une évolution continue. La figure 5.2(a) présente l'évolution de la densité électronique en fonction de la puissance pour un mélange Ar/SF₆ (0,5 : 0,5) à 0,13 Pa. La zone grisée correspond à une zone fortement instable. Cette figure peut être divisée en trois zones au sein desquelles la dérivée $\partial_p n_e$ est constante. Ces trois zones correspondent aux trois modes de couplage de l'énergie : le mode capacitif entre 0 et 300 W, le mode inductif de 300 à 1000 W et le mode hélicon au delà. L'évolution de la pression mesurée en bordure de la chambre de diffusion lorsque le plasma est allumé est présentée en 5.2(b) et confirme ces transitions. Le mode E correspond à une faible dissociation donc à une faible pression, et les modes H et W à des pressions plus élevées. La diminution de la pression pour les puissances au delà de 900 - 1000 W est inattendue : la densité électronique étant plus forte, il est attendu que la dissociation augmente. Cependant le changement des mécanismes de chauffage des électrons peut modifier fortement leurs fonctions de distribution et les divers taux de réaction conduisant à la dissociation du SF₆. Les trois modes de couplage ont ainsi été identifiés, qu'en est-il de la stabilité aux transitions de modes ?

Les caractéristiques de ces deux transitions sont assez semblables. En particulier, la forme de l'évolution de P_{abs} en fonction de la densité électronique est similaire pour les deux transitions. Dans le cas où le plasma contient une fraction significative d'ions négatifs, le modèle des oscillations de relaxation entre les modes E et H pourrait se généraliser au cas de la transition entre les modes H et W. Ces oscillations de relaxation sont-elles observées expérimentalement lorsque le plasma contient une fraction significative d'ions négatifs ?

Les zones grisées correspondent à des fluctuations de forte amplitudes

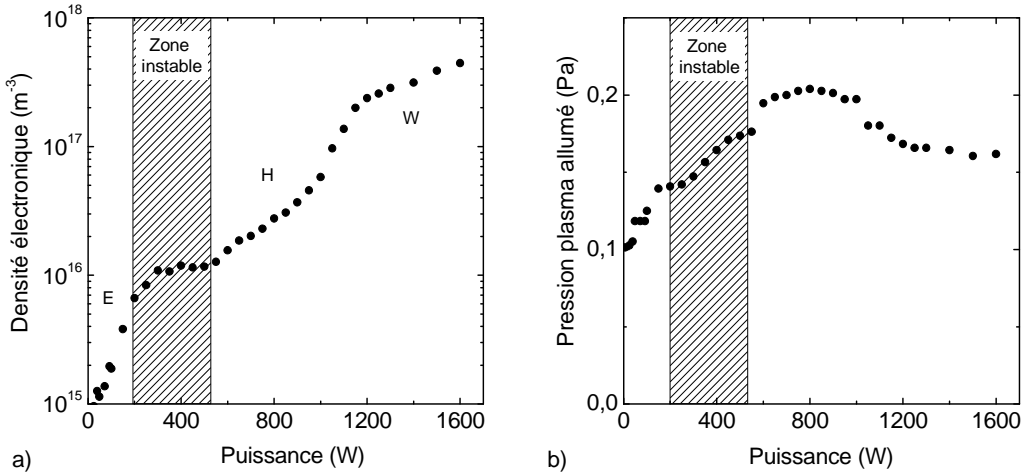


FIG. 5.2 : *Evolution de la densité électronique (a) et de la pression plasma allumé (b) en fonction de la puissance pour un mélange Ar/SF₆, champ magnétique statique de 1,7 mT.*

des paramètres plasmas. Des oscillations de relaxation entre les modes E et H, ainsi qu'une double couche propagative ont été observées. Même si la présence du champ magnétique modifie les couplages capacitif et inductif par rapport au cas non magnétisé, nous ne reviendrons pas sur le comportement dynamique de la décharge à la transition E/H, qui a déjà été étudiée en détail au chapitre 3 dans le cas non magnétisé.

La transition H/W a quant à elle été observée stable dans la plupart des configurations magnétique et mélanges gazeux étudiés. De faibles oscillations périodiques des paramètres plasmas ont néanmoins pu être observées pour un champ magnétique de 1,5 mT, un mélange Ar/SF₆ (0,7 :0,3) à 0,1 Pa autour de 900 W. La zone du plan Pression-Puissance pour laquelle ces oscillations ont été observées est très étroites (pour des pressions entre 0,08 et 0,1 Pa et des excursions de puissance de l'ordre de 50 W). Ces oscillations pourraient correspondre à des oscillations de relaxation entre les modes H et W. Nous ne présentons pas de mesure détaillée de ce phénomène. Une étude expérimentale confirmant l'existence d'une transition de mode autour des oscillations observées doit être menée. La transition peut être mise en évidence par la mesure de l'évolution radiale des densités ou de l'aspect propagatif de l'onde hélicon par sondes magnétiques. Ces outils de diagnostics sont en cours de réalisation et permettront des études ultérieures.

L'existence de transitions H/W soumises à des oscillations de relaxation en présence d'ions négatifs dépend fortement de l'allure de la courbe $P_{\text{abs}}(n_e)$. La géométrie et la valeur du champ magnétique modifient fortement l'évolution

de P_{abs} . L'élaboration d'un modèle complet (en particulier en tenant compte de tous les modes hélicon excités) permettrait de déterminer les paramètres pour lesquels la transition assure les conditions d'apparition de larges oscillations de relaxation. Notons enfin que, pour le mode hélicon, les fortes densités atteintes augmentent les termes de pertes des ions négatifs (détachement ou recombinaison) et peuvent limiter fortement la densité d'ions négatifs et restreindre les conditions d'apparition des oscillations de relaxation.

5.2 Modification de la dynamique des électrons

5.2.1 Remarques préliminaires

L'application d'un champ magnétique statique B_0 au plasma modifie fortement le transport et le confinement des espèces chargées. Dans notre cas, la trajectoire d'une particule chargée, entre deux collisions, est une hélice d'axe vertical dont le rayon est le rayon de Larmor, rapport de sa vitesse thermique perpendiculaire à sa pulsation cyclotronique $\rho_L = \frac{v_{Th\perp} q}{\omega_c q}$ où la pulsation cy-

clotronique est définie par $\omega_c q = \frac{eB_0}{m_q}$. Une estimation des valeurs typiques pour les espèces lourdes et les électrons lorsque le champ magnétique est de 3,4 mT donne le tableau suivant

	Fréquence cyclotronique	Rayon de Larmor
Electrons (3 eV)	86 MHz	2 mm
Ions (0,1 eV)	1,2 kHz	10 cm

Le rayon de Larmor des ions est du même ordre de grandeur que la taille du réacteur ; de plus la fréquence cyclotronique est beaucoup plus faible que la fréquence de collision ion-neutre. Ainsi les ions peuvent être considérés comme non magnétisés.

Le faible rayon de Larmor des électrons conduit à considérer ceux-ci comme fortement magnétisés. Ainsi l'étude de l'influence du champ magnétique sur la dynamique des espèces chargées pourra, en première approximation, se limiter à l'étude des modifications de la dynamique électronique.

5.2.2 Description théorique

Un bilan de quantité de mouvement pour les électrons, en présence d'un champ magnétique statique uniforme $B_0 = B_0 \mathbf{b}$, conduit à (Krall & Trivel-

piece, 1986) :

$$\mathbf{v}_e = \mu_{\parallel e} \mathbf{E}_{\parallel} + \mu_{\perp e} \mathbf{E}_{\perp} + \mu_{\times e} \mathbf{b} \times \mathbf{E} - D_{\parallel e} \frac{\nabla_{\parallel} n_e}{n_e} - D_{\perp e} \frac{\nabla_{\perp} n_e}{n_e} - D_{\times e} \mathbf{b} \times \frac{\nabla_{\perp} n_e}{n_e}$$

Les coefficients de mobilité μ et de diffusion D dépendent de la température T_e (dans le cas d'une fonction de distribution maxwellienne) et de la fréquence de collision totale des électrons ν_{me} (collisions avec les neutres et les ions) :

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel e} &= \mu = \frac{q}{m_e \nu_{me}} & \mu_{\perp e} &= \frac{\mu}{1 + \left(\frac{\omega_{ce}}{\nu_{me}} \right)^2} & \mu_{\times e} &= -\frac{\mu}{\left(\frac{\omega_{ce}}{\nu_{me}} \right) + \left(\frac{\nu_{me}}{\omega_{ce}} \right)} \\ D_{\parallel e} &= D = \frac{kT_e}{m_e \nu_{me}} & D_{\perp} &= \frac{D}{1 + \left(\frac{\omega_{ce}}{\nu_{me}} \right)^2} & D_{\times e} &= -\frac{D}{\left(\frac{\omega_{ce}}{\nu_{me}} \right) + \left(\frac{\nu_{me}}{\omega_{ce}} \right)} \end{aligned}$$

Dans le cas général d'une fonction de distribution anisotrope, le développement est similaire en introduisant un tenseur de fréquence de collisions. En se limitant aux seules directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique, la description fait intervenir les températures parallèle et per-

pendiculaire, ainsi que les fréquences de collision $\nu_{me\perp,\parallel} = n_g \sigma \sqrt{\frac{8kT_{e\perp,\parallel}}{\pi m_e}}$:

$$\begin{aligned} \mu_{\parallel e} &= \frac{q}{m_e \nu_{me\parallel}} & \mu_{\perp e} &= \frac{q}{m_e \nu_{me\perp}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_{ce}}{\nu_{me\perp}} \right)^2} \\ D_{\parallel e} &= \frac{kT_{e\parallel}}{m_e \nu_{me\parallel}} & D_{\perp e} &= \frac{kT_{e\perp}}{m_e \nu_{me\perp}} \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega_{ce}}{\nu_{me\perp}} \right)^2} \end{aligned}$$

L'existence d'une fonction de distribution anisotrope peut ainsi modifier assez fortement les coefficients de transport perpendiculaire. Il est possible de déterminer expérimentalement la température perpendiculaire des électrons par interférométrie sur des ondes de Bernstein : méthode décrite dans la suite de la section.

5.2.3 Mesure de la température électronique perpendiculaire des électrons : interférométrie Bernstein

La mesure de la température perpendiculaire des électrons en plasma magnétisé repose sur la mesure de la relation de dispersion des ondes de Bernstein électrostatiques. Ces ondes sont des ondes électrostatiques perpendiculaires au champ magnétique statique. La relation de dispersion est

issue d'une description cinétique qui n'est pas développée ici. Le lecteur intéressé pourra se reporter aux ouvrages de référence (Krall & Trivelpiece, 1986; Chen, 1984; Stix, 1992) pour une description détaillée de la théorie.

Equation de dispersion des modes de Bernstein

L'équation de dispersion est obtenue à partir de l'équation de Vlasov en milieu magnétisé :

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f_1 + \frac{e}{m} \mathbf{v} \times \mathbf{B}_0 \cdot \nabla_v f_1 = -\frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_v f_0$$

pour laquelle les grandeurs indicées 0 représentent les valeurs à l'équilibre et E , B et f_1 les grandeurs associées à la perturbation.

L'expression du tenseur diélectrique ϵ est obtenue après un développement qui est détaillé dans les ouvrages référencés précédemment. L'hypothèse d'une onde électrostatique perpendiculaire au champ magnétique statique (de nombre d'onde k_\perp) conduit à la relation de dispersion suivante :

$$1 - 2 \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2 \frac{e^{-\lambda_s}}{\lambda_s} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_s)}{\left(\frac{\omega}{\omega_{ce}} \right)^2 - n^2} = 0$$

où I_n est la fonction de Bessel de première espèce modifiée d'ordre n et λ_s fait intervenir le rayon de Larmor ρ_L et le nombre d'onde k_\perp par $\lambda_s = \rho_L^2 k_\perp^2$.

Cette relation de dispersion admet, pour chaque valeur de λ_s , une racine dans chacun des intervalles $[n\omega_{ce}, (n+1)\omega_{ce}]$, $n \geq 1$. La relation de dispersion permet donc de tracer l'évolution $\omega(\lambda_s)$ entre les différents harmoniques de la fréquence cyclotronique. On introduit le paramètre $A = (\omega_{pe}/\omega_{ce})^2$ qui, selon sa valeur, distingue les cas faiblement ($A \gg 1$) et fortement magnétisés ($A \sim 1$). La relation de dispersion théorique des ondes de Bernstein est donnée en figure 5.3 pour trois valeurs de A .

Mesure de la température électronique perpendiculaire

La mesure de la relation de dispersion expérimentale des ondes de Bernstein s'inspire de travaux menés à l'Australian National University (Cui, 1992). Les fortes densités ($\omega_{pe} \sim 3$ Grad/s) et les faibles valeurs du champ magnétique ($\omega_{ce} \sim 100$ Mrad/s) conduisent à un coefficient $A > 100$. Ainsi les premières branches de la relation de dispersion ne dépendent que de la valeur de la température perpendiculaire. La mesure de la relation de dispersion de la première branche (entre ω_{ce} et $2\omega_{ce}$) permet la mesure de $T_{e\perp}$.

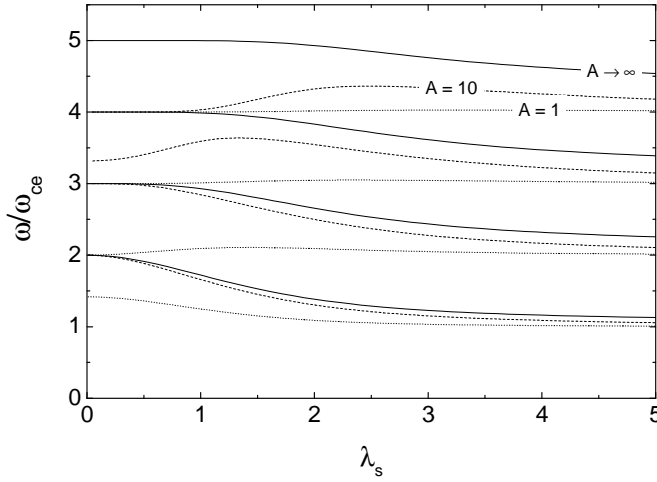


FIG. 5.3 : Relation de dispersion des ondes de Bernstein pour 3 valeurs du rapport $A = \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}}\right)^2$: 1, 10 et ∞ .

La mesure de la relation de dispersion est basée sur une méthode interférométrique, dont la mise en place expérimentale est donnée en figure 5.4(a). Une onde de Bernstein est excitée grâce à une petite sonde électrostatique fixe, parallèle aux lignes de champ magnétique. L'amplitude de l'onde transmise est mesurée par une seconde sonde, mobile. La méthode de détection interférométrique synchrone nécessite un signal de référence et un mélangeur hétérodyne. Ce signal de référence et le mélange sont créés par le plasma : en plus de l'onde de Bernstein, la sonde excite un mode électrostatique évanescent (car la fréquence d'excitation est très faible vis à vis de la fréquence plasma). La longueur d'évanescence, de quelques centimètres et indépendante de la fréquence à basse pression, permet d'obtenir un interférogramme exploitable (voir figure 5.4(a)). Le principe consiste à mesurer le nombre d'onde $k_{\perp} = \frac{2\pi}{\lambda_{\perp}}$ pour plusieurs fréquences entre ω_{ce} et $2\omega_{ce}$ et à construire une relation de dispersion expérimentale $\omega = f(k_{\perp})$. Le rayon de Larmor est déterminé par le changement de variable $k_{\perp} \rightarrow \lambda_s$ qui assure le meilleur accord avec la relation de dispersion théorique ($\lambda_s = \rho_L^2 k_{\perp}^2$). La température perpendiculaire est déduite du rayon de Larmor.

Précisons ici que cette mesure a été effectuée en plasma d'argon pur. Il est en effet essentiel que le plasma soit stable pour obtenir une mesure fiable. Comme toute mesure interférométrique, cette technique de mesure n'offre pas de résolution spatiale importante.

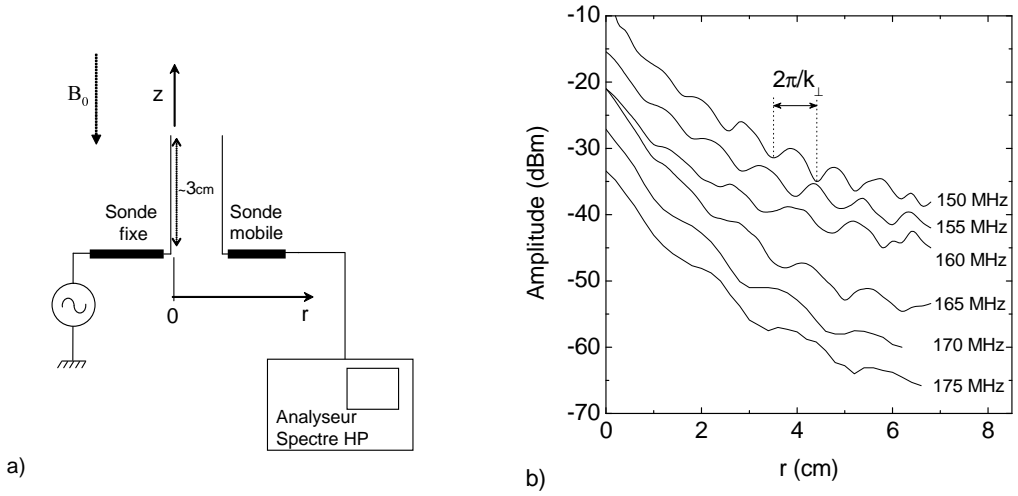


FIG. 5.4 : (a) Schéma de principe de la mesure au centre de la chambre de diffusion et (b) interférogramme typique.

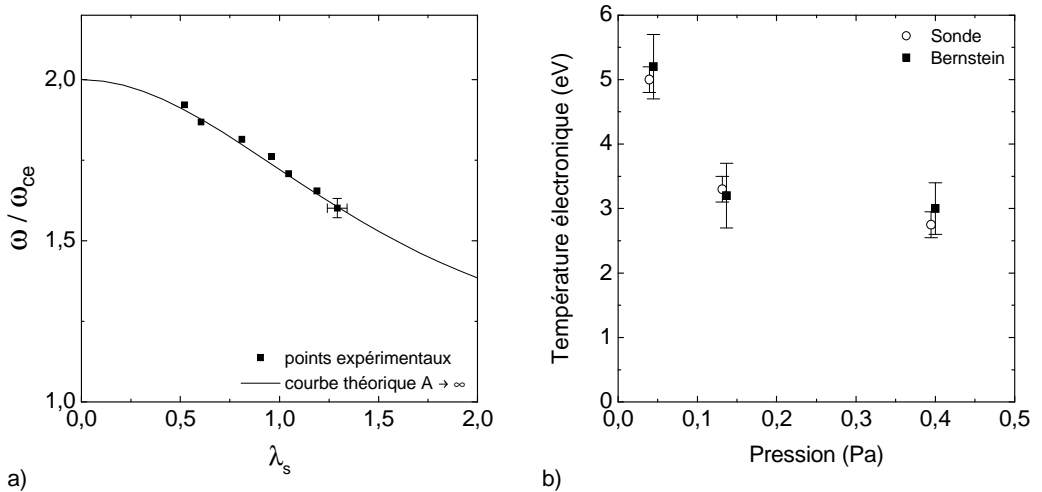


FIG. 5.5 : (a) Exemple de relation de dispersion expérimentale (rayon de Larmor de 2,2 mm) et (b) températures électroniques déterminées par sonde de Langmuir (\circ) et interférométrie Bernstein (\blacksquare , $T_{e\perp}$).

Une relation de dispersion expérimentale typique est donnée en figure 5.5(a) pour un champ magnétique de 3,4 mT. Les mesures de température pour une puissance de 400 W sont répertoriées en figure 5.5(b) : les mesures par interférométrie Bernstein sont du même ordre de grandeur que les températures mesurées par sonde électrostatique. Il sera donc possible de décrire les électrons avec une fonction de distribution isotrope.

5.2.4 Valeurs typiques des coefficients de transport

Les valeurs numériques dans le cas d'un champ magnétique de 3,4 mT, pour une pression de 0,13 Pa, en argon donne :

	$ \mu_{ } (\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$	$ \mu_{\perp} (\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1})$	$D_{ }(\text{m}^2\text{s}^{-1})$	$D_{\perp}(\text{m}^2\text{s}^{-1})$
Électrons	4.10^4	4	1.10^5	10
Ions Ar^+	100	90	10	9

Les remarques préliminaires sont ainsi confirmées : les électrons seront considérés magnétisés et les espèces lourdes non magnétisées.

5.3 Structure du plasma électronégatif magnétisé

5.3.1 Destruction de la double couche propagative

La zone instable présentée en figure 5.2 reporte indifféremment les oscillations de relaxation entre les modes E et H et la double couche propagative. Un changement important par rapport au cas non magnétisé (chapitre 3) est que la double couche propagative n'est plus présente pour toutes les puissances (à l'exclusion de celles soumises aux oscillations de relaxation).

Cette propriété n'est pas surprenante : l'existence d'une double couche perpendiculaire à l'axe vertical et la présence d'un champ magnétique axial (non divergent) sont antagonistes. Une discontinuité du potentiel plasma à la position de la double couche a été montrée dans les deux chapitres précédents. Les développements de ce début de chapitre ont montré que l'application d'un champ magnétique axial diminue fortement la mobilité perpendiculaire des électrons ; ces derniers restent libres de se déplacer parallèlement aux lignes de champ. Une ligne de champ magnétique est ainsi communément considérée équipotentielle. L'application d'un champ magnétique axial tend à rendre uniforme le potentiel plasma le long de l'axe et de ce fait à détruire la double couche. Le plasma maintiendra l'existence de la double couche si l'énergie dépensée pour son maintien est inférieure à l'énergie nécessaire au développement d'un nouvel état d'équilibre assurant l'uniformité axiale du potentiel

plasma. Ainsi, plus le champ magnétique sera important, plus les conditions d'existence de la double couche seront limitées.

Zones de stabilité dans le plan de paramètres

La figure 5.6 présente les zones de stabilité en mélange Ar/SF₆ (0,5 : 0,5) dans le plan pression-puissance pour trois valeurs du champ magnétique : 0, 3,4 mT et 6,8 mT. La description qualitative précédente est confirmée : la zone d'existence de la double couche propagative diminue avec l'augmentation du champ magnétique statique.

La double couche propagative est d'autant plus robuste au champ magnétique que la pression est importante. Lorsque la pression augmente, à champ magnétique constant, le rapport des coefficients de transport parallèles et perpendiculaires électroniques $1 + \left(\frac{\omega_c}{\nu_m}\right)^2$, qui peut être approximé par $\left(\frac{\omega_c}{\nu_m}\right)^2$ dans les conditions typiques expérimentales, est inversement proportionnel à la pression au carré. Le confinement magnétique est ainsi beaucoup plus efficace pour les basses pressions.

A pression constante, l'influence de la densité électronique moyenne (par l'intermédiaire de la puissance) n'a pas été étudiée en détail. Certains éléments peuvent toutefois être avancés. D'une part, il est attendu une diminution de l'électronégativité lorsque la puissance augmente - forte augmentation de la densité électronique et faible augmentation de la température électronique. Les processus de perte des ions négatifs sont d'autant plus efficaces que les densités des espèces sont importantes (la recombinaison comme le détachement sont proportionnels au carré des densités). La création des ions négatifs est d'autant moins efficace que la température est importante (la fréquence d'attachement est inversement proportionnelle à la température). La vitesse de Bohm électronégative augmentant lorsque l'électronégativité diminue, les conditions d'apparition d'une structure non-neutre ne sont plus nécessairement satisfaites. Les mesures d'électronégativité par sonde ne rendent pas compte de variations notables - ces mesures étant effectuées dans la chambre de diffusion, leur validité en présence de la double couche propagative est discutable. D'autre part, l'augmentation de densité peut modifier le profil de diffusion de telle sorte que le critère de Bohm généralisé ne soit plus satisfait à la sortie de la chambre de diffusion.

La mise en évidence expérimentale des conditions de disparition de la double couche propagative par augmentation de la puissance n'est pas aisée. En effet, lorsque la puissance est augmentée, la double couche ne disparaît pas brutalement : sa fréquence d'apparition diminue très fortement, puis l'apparition devient sporadique (trains de quelques doubles couches séparés de

quelques secondes), avant de disparaître totalement.

La zone d'apparition des instabilités de source est augmentée avec le champ magnétique. La raison n'est pas complètement déterminée. Cependant, les modèles des oscillations de relaxation montrent que l'amplitude et la zone d'apparition de l'instabilité dépendent fortement de l'allure de la courbe de puissance absorbée en fonction de la densité électronique. La présence du champ magnétique peut modifier cette courbe, et en particulier la position du pic correspondant au couplage inductif. L'analyse du couplage inductif repose en effet sur un modèle de chauffage des électrons dans l'épaisseur de pénétration du champ électromagnétique dans le plasma. Cette profondeur de pénétration est modifiée en présence de champ magnétique (surtout si le champ radiofréquence peut devenir propagatif - par exemple un mode héli-con) (Chen, 2001).

Il convient de mentionner que les conditions d'apparition de la double couche propagative sont similaires à celles mentionnées sans champ magnétique : la concentration de SF_6 doit être supérieure à une concentration critique. En argon pur, le profil de diffusion est continu. Pour de faibles concentrations, il est possible d'observer une double couche statique à l'interface entre le tube source et la chambre de diffusion. Lorsque la concentration est plus élevée, cette double couche devient propagative.

Évolution axiale des paramètres plasma

L'évolution axiale des moyennes temporelles des paramètres plasmas montrant la transition double couche propagative - décharge stationnaire à pression et champ magnétique constants est donnée en figure 5.7. La présence de la double couche pour une puissance de 200 W est identifiable sur les évolutions des deux paramètres plasma. La figure (a) montre une décroissance du potentiel moyen de 7 V, ce qui est l'ordre de grandeur de l'amplitude de la double couche sans champ magnétique : la double couche n'est que faiblement modifiée par le champ magnétique statique. Le confinement des électrons étant assuré par le champ magnétique, le flux de perte des électrons sur les surfaces parallèles au champ magnétique est fortement réduit. Le potentiel plasma dans le cas magnétisé est ainsi réduit par rapport au cas non magnétisé : il atteint environ 15 V dans la source pour un champ statique de 3,4 mT, contre 35 V dans le cas non magnétisé.

Pour des puissances élevées, les profils de potentiel et de densité évoluent continuellement. Le plasma est alors stationnaire et une colonne de plasma, dont l'émission optique est intense, est visible dans la chambre de diffusion.

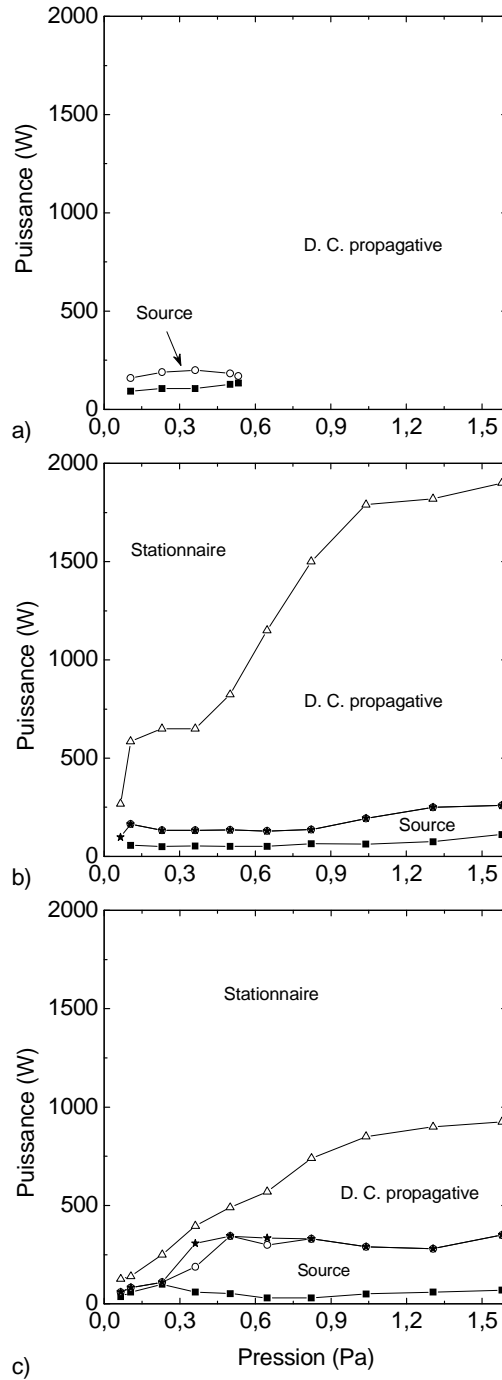


FIG. 5.6 : Zones de stabilité dans le plan pression-puissance pour une mélange Ar/SF₆ (0,5 : 0,5) - meilleur accord en impédance en tout point du plan : (a) sans champ magnétique, (b) champ de 3,4 mT, (c) champ de 6,8 mT.

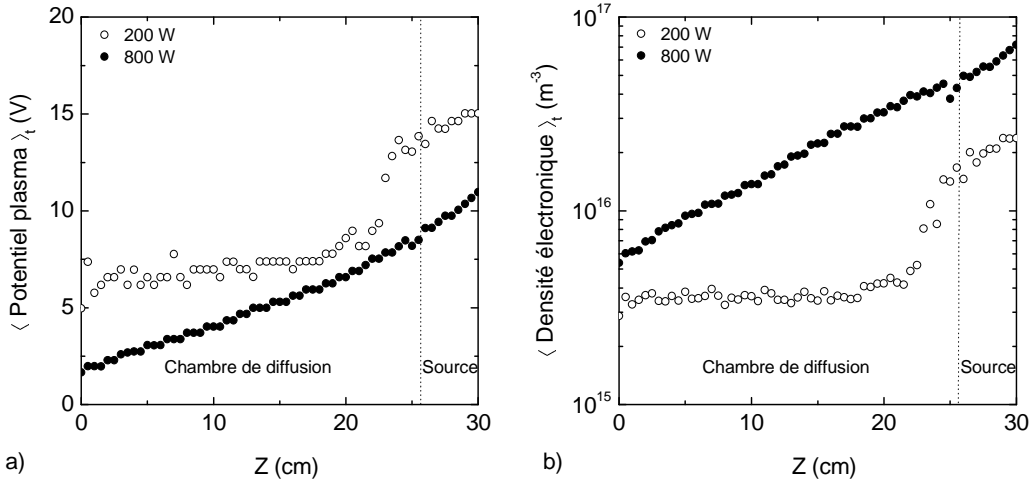


FIG. 5.7 : Évolution axiale des moyennes temporelles du potentiel plasma (a) et de la densité électronique (b) pour un mélange Ar/SF₆ (0,5 : 0,5) à 0,13 Pa et 3,4 mT.

5.3.2 Confinement magnétique radial du plasma

L'application d'un champ magnétique axial restreint d'une part les conditions d'apparition de la double couche propagative, mais de plus il conduit à un confinement radial des espèces chargées. Nous allons mettre en évidence les caractéristiques principales de la structure radiale de la décharge magnétisée.

Une première évaluation de la nature du plasma peut être obtenue à la lecture des caractéristiques de sonde de Langmuir le long d'un rayon dans le plan médian de la chambre de diffusion ($z = 14$ cm). La figure 5.8 présente deux relevés courant-tension : au centre de la décharge et au bord. Le plasma de centre contient une fraction importante d'électrons, qui peut être observée par une dissymétrie importante de la caractéristique de sonde. Au contraire, le plasma de bord ne contient pratiquement pas d'électrons ; la caractéristique de sonde est symétrique.

L'évolution radiale des paramètres plasma, dans le plan médian de la chambre de diffusion, est présentée dans la suite de la section, pour une pression de 0,13 Pa et une puissance couplée de 600 W (le couplage de l'énergie est de nature inductive).

Évolution radiale de l'électronégativité

L'évolution radiale de l'électronégativité, mesurée par la technique à deux sondes et par photodétachement, est présentée en figure 5.9. Un rapport

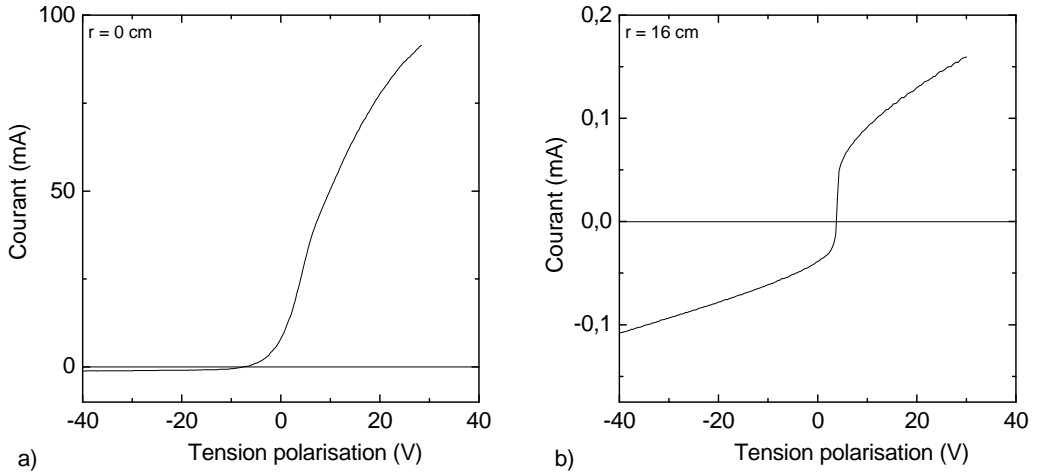


FIG. 5.8 : *Caractéristiques de sondes Langmuir (a) au centre de la chambre de diffusion et (b) sur le bord. Mélange Ar/SF₆ (0,5 :0,5), champ magnétique statique de 3,4 mT, 0,13 Pa, 600W.*

$\gamma = 10$ a été supposé pour la méthode des deux sondes. L'accord qualitatif entre les deux techniques de mesure est excellent. L'analyse du désaccord quantitatif ne sera pas développée à nouveau - ce désaccord est assez similaire à celui discuté au chapitre précédent¹. Sans champ magnétique, le profil d'électronégativité est constant sur un rayon. Lorsque le champ est augmenté, l'électronégativité au centre diminue, alors qu'elle augmente fortement au bord. En particulier pour un champ de 6,8 mT, le rapport entre l'électronégativité au bord et au centre est supérieur à 100. Dans la chambre de diffusion, il existe une transition continue entre :

- au centre, un plasma ne contenant pratiquement aucun ion négatif
- au bord, un plasma ne contenant pratiquement aucun électron

Le confinement des électrons en présence d'ions négatifs est ainsi grandement amélioré par rapport au cas électropositif. Dans le cas électropositif, la mobilité perpendiculaire des ions peut être supérieure à la mobilité perpendiculaire des électrons. L'équilibre du plasma fait alors intervenir une solution de diffusion ambipolaire inverse de celle obtenue sans champ magnétique : les électrons sont déconfinés du champ magnétique par la forte mobilité perpendiculaire des ions. L'ajout d'ions négatifs modifie fortement la dynamique : la diffusion des ions positifs perpendiculairement au champ est équilibrée par les ions négatifs. Les électrons sont alors efficacement confinés au centre de

¹La mesure radiale du courant de saturation ionique dans le plan médian de la chambre de diffusion ne possède plus de composante d'un faisceau lorsque la double couche propagative est présente.

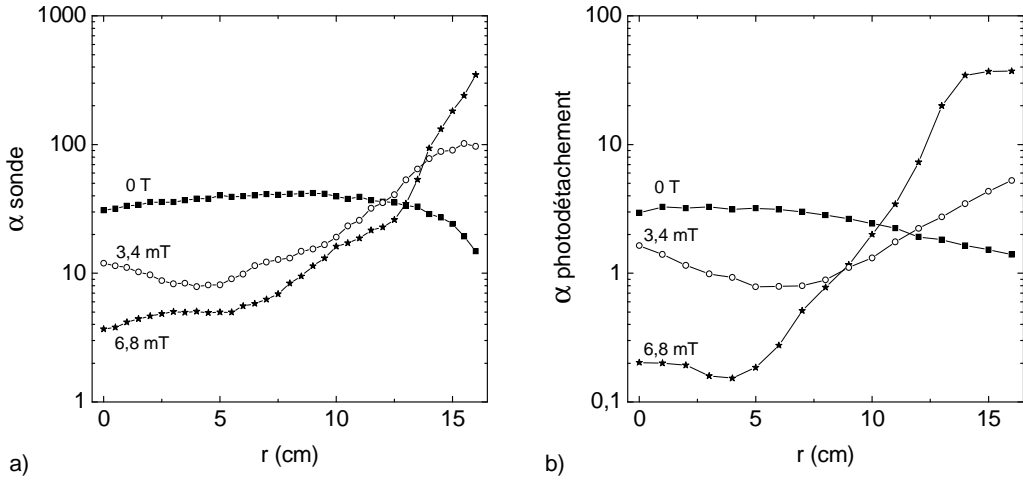


FIG. 5.9 : Évolution radiale de l'électronégativité mesurée par la technique à deux sondes (a) et par photodétachement laser (b) pour trois conditions de champ : champ nul (■), 3,4 mT (○) et 6,8 mT (*). Mélange Ar/SF₆ (0,5 :0,5) à 0,13 Pa, 600W.

la décharge.

Évolution radiale des densité des espèces chargées

L'évolution radiale de la densité électronique est donnée en figure 5.10(a). Les remarques formulées dans la sous-section précédente sont vérifiées. La densité électronique est uniforme sans champ statique. Elle est fortement augmentée au centre en présence de champ magnétique : d'un facteur 10 à 3,4 mT et d'un facteur 100 à 6,8 mT. La différence entre ces deux cas tient essentiellement au fait qu'à 3,4 mT la double couche propagative est encore présente et que la mesure est effectuée à une position qui est la plupart du temps du côté faible potentiel - faible densité. L'uniformité de densité électronique n'est plus du tout assurée en présence de champ magnétique : la densité est constante pour les rayons inférieurs à 7 cm et chute brutalement pour les positions plus éloignées. A 6,8 mT, la chute de densité est ainsi supérieure à trois ordres de grandeurs : le confinement des électrons est très efficace. Ces derniers sont créés dans la source et diffusent dans la chambre de diffusion le long des lignes de champ ; le déconfinement par collisions dans la chambre de diffusion est assez faible.

Le flux de saturation ionique présente le même type de comportement, mais dans des proportions très réduites. Ainsi la diminution entre le flux au centre et au bord est d'un ordre de grandeur pour le cas 6,8 mT.

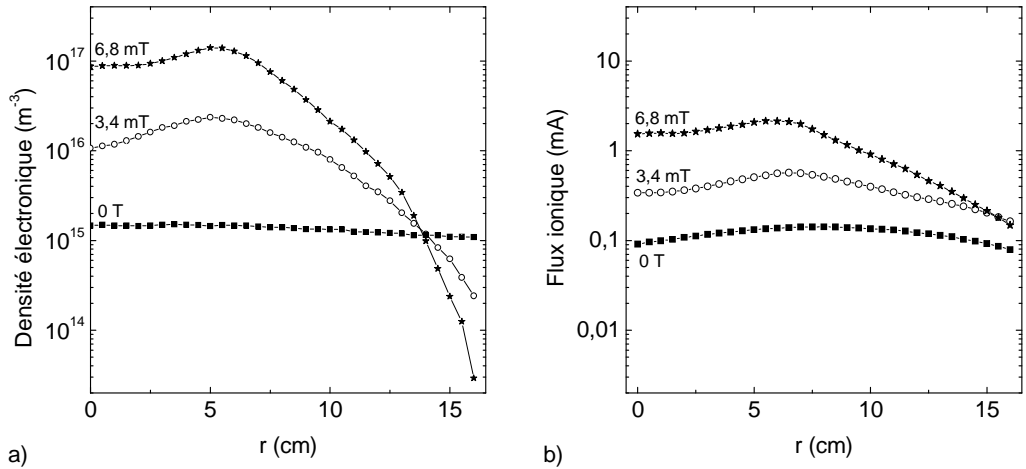


FIG. 5.10 : Évolution radiale de la densité électronique (a) et du flux de saturation ionique (sonde plane)(b) pour trois conditions de champ : champ nul (■), 1,7 mT (○) et 3,4 mT (☆) à 0,13 Pa, 600W

Évolution radiale de la température électronique

L'évolution radiale de la température électronique dépend aussi fortement de la valeur du champ magnétique statique. L'évolution de la température dans le plan médian de la chambre de diffusion est reproduite en figure 5.11. Sans champ magnétique, le plasma est isotrope, la température électronique est uniforme et d'amplitude moyenne (2,8 eV environ). En présence de champ, la température au centre de la chambre de diffusion est peu modifiée. Elle diminue fortement au bord de la décharge : 1,5 eV pour 3,4 mT et une valeur très faible, 0,6 eV pour 6,8 mT. Une augmentation importante est observée autour de $r = 5$ cm. Cette augmentation est aussi observée sur la densité électronique. Cette structure est typique d'un couplage inductif (la puissance couplée est 600 W) ; voir par exemple la figure 1.4.

Modèle de la dynamique du plasma

Le confinement amélioré des électrons en présence d'ions négatifs a déjà été observé précédemment, dans une configuration magnétique un peu différente (Chabert, 1999), dans un plasma de CF_4 (Kawai & Mieno, 1997). Un modèle fluide a par ailleurs été proposé (Franklin & Snell, 1999b). Ce modèle considère des termes de création et de pertes de espèces chargées uniformes et reproduit la transition entre un plasma électropositif au centre et électronégatif au bord. Il serait intéressant d'introduire les non-uniformités des termes de création-perte pour simuler les conditions présentées ici.

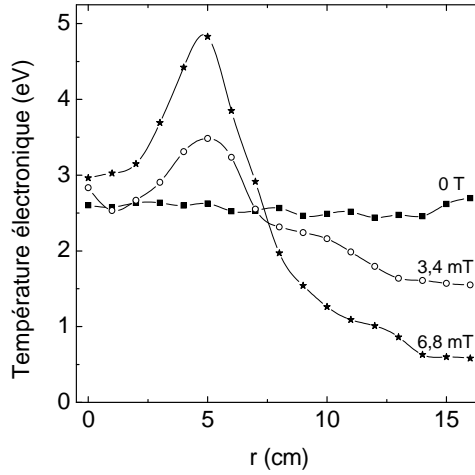


FIG. 5.11 : Évolution radiale de la température électronique pour trois conditions de champ : champ nul (■), 3,4 mT (○) et 6,8 mT (★) à 0,13 Pa, 600W.

5.3.3 Confinement magnétique du plasma électronégatif

Du confinement électrostatique instable au confinement magnétique stable

Nous avons montré que l'ajout d'un champ magnétique statique permet de modifier la structure et la stabilité du plasma. Ainsi, en l'absence de champ statique, le plasma est toujours instable au delà d'une densité critique d'ions négatifs : une double couche propagative sépare deux plasmas de nature différentes. Un plasma électropositif est créé dans la source, et est séparé d'un plasma électronégatif dans la chambre de diffusion. La transition entre les deux plasma est très rapide (échelle spatiale de l'ordre de plusieurs longueurs de Debye).

La présence de champ statique restreint les conditions d'apparition de la double couche : le plasma est stabilisé. Le confinement magnétique des électrons est amélioré par la présence des ions négatifs. Ce confinement conduit à la séparation du plasma en une colonne électropositive entourée d'un plasma ions positifs - ions négatifs au bord. La transition entre les deux plasmas est continue ; l'échelle spatiale des gradients des paramètres plasma est de l'ordre de quelques centimètres.

Les deux conditions limites sont schématisées en figure 5.12.

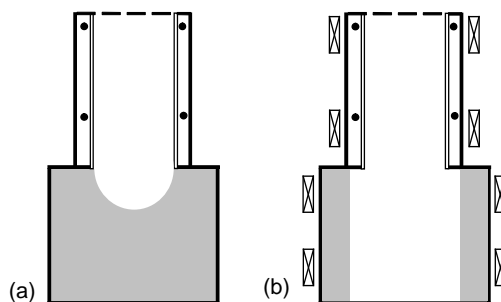


FIG. 5.12 : *Transition d'un confinement électrostatique instable par double couche propagative (a) au confinement magnétique stable. Les zones grisées correspondent aux zones électronégatives.*

Confinement magnétique et stabilité de la transition H/W

Le confinement radial des espèces chargées en présence de champ magnétique intense conduit à la formation d'une colonne centrale électropositive même en présence d'un gaz fortement électronégatif. Le couplage de l'énergie, pour les modes inductifs et hélicon, se produit ainsi dans la colonne centrale électropositive. Une condition d'apparition des oscillations de relaxation entre les modes inductifs et hélicon est d'avoir un couplage de l'énergie dans un plasma de forte fraction d'ions négatifs. Cette condition est limitée aux très faibles champs magnétiques, pour lesquels le confinement radial n'est pas efficace et conduit à la présence d'une fraction importante d'ions négatifs dans la colonne centrale. Cette explication qualitative rend compte des observations expérimentales, qui ont mis en évidence l'existence d'oscillations de relaxation H/W pour les faibles champs magnétiques uniquement (autour de 1,5 mT).

Extraction d'ions négatifs

Le confinement magnétique des électrons et la présence d'un plasma ions au bord est une configuration favorable à des applications de gravure sans électrons (réduction du chargement électrostatique et du bombardement électronique) ou d'extraction de faisceaux d'ions négatifs. Nous avons testé la faisabilité de l'extraction d'un faisceau d'ions négatifs sur le bord du plasma magnétisé. Le champ statique appliqué est de 10 mT et seules les bobines de la chambre de diffusion sont alimentées (conduisant à une réduction du rayon de la colonne de plasma dense dans la chambre de diffusion), pour une puissance de 600 W. Les caractéristiques courant-tension relevées sur la sonde plane (2 cm^2) sont données en figure 5.13. Les caractéristiques restent

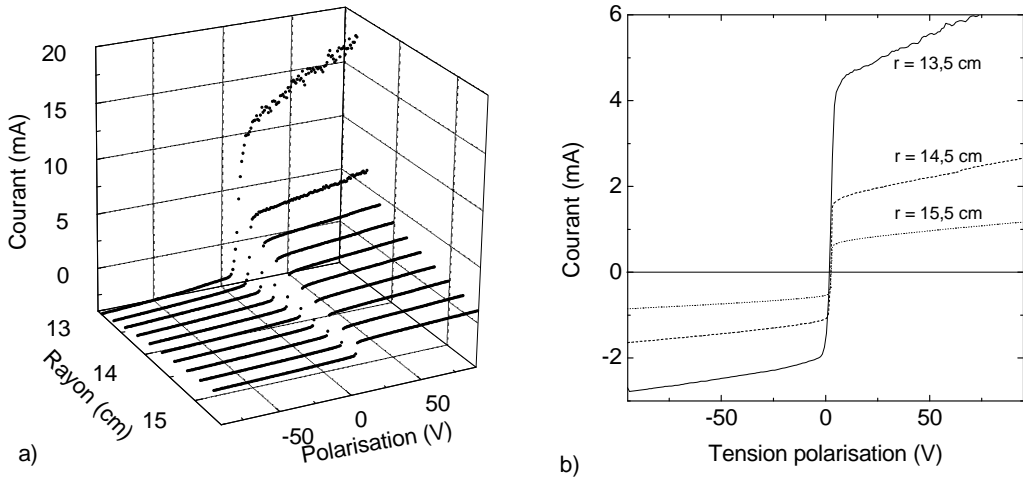


FIG. 5.13 : *Caractéristiques courant-tension de la sonde plane (disque central et anneau de garde) pour différentes positions radiales dans le plan médian de la chambre de diffusion. Mélange Ar/SF_6 (0,5 : 0,5), 0,13 Pa, 600 W, champ magnétique statique de 10 mT.*

symétriques (à 50%) sur une couche externe de 2 cm.

Conclusion et perspectives

Stabilité des décharges inductives

Les plasmas radiofréquence inductifs basse pression sont largement utilisés pour la gravure de motifs sur substrats de Silicium ainsi que sur les nouveaux matériaux pour la photonique (par exemple InP). Ces plasmas de gravure sont souvent constitués d'une fraction importante d'ions négatifs. Deux types d'instabilités ont été observés dans les réacteurs inductifs (Tuszewski & Tobin, 1996; Lieberman *et al.*, 1999; Tuszewski *et al.*, 2003). L'une d'elles est décrite par des oscillations de relaxation entre les modes de couplage de l'énergie capacitif (mode E) et inductif (mode H) (Chabert *et al.*, 2001). L'autre n'a été observée que lorsque le plasma peut diffuser dans une chambre de volume important, et est relative au transport des espèces chargées (Tuszewski & Gary, 2003). Ce manuscrit a présenté une étude expérimentale de la stabilité d'un plasma généré dans un réacteur inductif en gaz électronégatif. Le dispositif expérimental est constitué d'un tube source, dans lequel le plasma est créé, situé au dessus d'une chambre de diffusion (où le traitement des surfaces pourrait être effectué). Les deux types d'instabilités mentionnées ont été mise en évidence.

Des mesures résolues en temps des paramètres plasma au cours des oscillations de relaxation entre les modes E et H montrent une évolution temporelle similaire aux résultats publiés dans une géométrie très différente (Marakhtanov, 2002). Le circuit électrique d'excitation (générateur radiofréquence, boîte d'accord en impédance) joue un rôle considérable dans la dynamique des oscillations - ses effets ont été détaillés au chapitre 3.

L'instabilité de transport : une double couche propagative

L'avancée significative apportée par mon travail de thèse est la caractérisation de l'instabilité de transport. Des mesures spatio-temporelles des paramètres plasmas ont permis de montrer que les fluctuations des paramètres plasma sont liées à la formation et à la propagation périodique d'une double couche d'amplitude moyenne ($1,5 T_e$) dans la chambre de diffusion. Cette double couche est une gaine interne qui sépare deux plasmas de caractéris-

tiques très différentes : dans la source un plasma haute densité faiblement électronégatif, et dans la chambre de diffusion un plasma basse densité plus fortement électronégatif. Dans le système étudié, la double couche, structure de potentiel non-neutre, se développe lorsque la fraction d'ions négatifs est importante. A la différence des oscillations de relaxation, le circuit électrique extérieur ne joue aucun rôle : il s'agit d'une instabilité du transport des particules chargées.

La double couche propagative apparaît lorsque la fraction d'ions négatifs dépasse un seuil critique. L'ajout progressif de gaz électronégatif dans l'argon fait apparaître une séquence complexe de comportement dynamique. Les trois états les plus significatifs dépendent de la concentration de gaz électronégatif :

1. Diffusion continue du plasma lorsque la concentration de gaz électronégatif est très faible
2. Apparition d'une double couche statique à l'interface source - chambre de diffusion, pour des concentrations intermédiaires
3. Propagation et création périodique d'une double couche dans la chambre de diffusion pour de fortes concentrations

Les transitions entre ces trois états font intervenir des régimes où se développe une forte activité acoustique ionique.

La double couche statique possède des caractéristiques très proches de la double couche propagative. Son aspect statique permet d'effectuer facilement des mesures des paramètres plasma (mesures par sondes électrostatiques, analyseur en énergie des ions, photodétachement induit par laser). Celles-ci confirment et affinent les conclusions qui ont été dressées pour la double couche propagative. Un modèle d'équilibre des plasmas de part et d'autre de la double couche rend compte des tendances d'évolutions en fonction des paramètres expérimentaux de contrôle.

Effet du champ magnétique statique

L'ajout d'un champ magnétique statique selon l'axe de symétrie du dispositif a deux conséquences. D'une part le chauffage des électrons est modifié par l'apparition d'un nouveau mode de couplage de l'énergie - par absorption de l'onde hélicon. D'autre part le confinement des espèces chargées est amélioré.

Trois modes de couplage de l'énergie (E, H et chauffage par l'onde hélicon, W) sont accessibles dans un réacteur hélicon - conduisant à deux transitions possibles. En présence d'ions négatifs, la transition E/H est, comme pour les décharges inductives, la source de larges oscillations de relaxation. Dans les conditions expérimentales étudiées, la transition H/W est, dans la plupart

des cas, stable. Des oscillations de relaxation H/W ont été observées dans une fenêtre très restreinte des paramètres de contrôle.

Les faibles champs magnétiques appliqués confinent les électrons, mais ne modifient pratiquement pas la dynamique des espèces lourdes. En présence d'ions négatifs, le confinement des électrons est très efficace. Il est alors possible de séparer le plasma parallèlement aux lignes de champ. Au centre, le plasma est dense et ne contient pas d'ions négatifs ; au bord, le plasma ne contient plus d'électrons, un plasma ions positifs - ions négatifs a été créé. Des applications importantes sont envisagées pour le futur.

Quand gravure et propulsion se rejoignent...

La double couche observée en plasma électronégatif présente certaines similarités avec la double couche observée en plasma électropositif très basse pression lorsque un champ magnétique très divergent force une expansion rapide du plasma (Charles & Boswell, 2003). Lors de mon séjour à l'Australian National University, j'ai travaillé sur cette thématique (Sutherland *et al.*, 2005). L'équipe australienne a proposé d'utiliser le faisceau d'ions positifs accélérés comme nouveau concept de propulsion (concept Helicon Double Layer Thruster). Les outils développés au cours de ma thèse pour la caractérisation du plasma électronégatif ont permis de répondre à une demande, formulée par l'Agence Spatiale Européenne, d'étude critique du concept HDLT (Plihon *et al.*, 2005b).

Cette proximité des thématiques et des outils de description (expérimentale et théorique) des plasmas technologiques et de propulsion a permis d'élargir le champ d'applications suite aux résultats présentés dans ce manuscrit. L'extraction et l'accélération de deux faisceaux d'ions de signe opposé du plasma ion-ion est en effet attrayante pour la propulsion : l'utilisation d'un neutraliseur est évitée la poussée augmentée. L'utilisation des ions négatifs pour la propulsion a fait l'objet d'un dépôt de brevet et cette thématique sera développée au cours de la thèse de Gary Leray.

Perspectives

Les résultats présentés au cours du manuscrit ont permis une description précise de l'instabilité de transport et de la dynamique qui y conduit. A la lecture de ces résultats, une étude expérimentale pourrait suivre ce travail. Certaines mesures permettraient en particulier l'établissement d'une description précise de la dynamique des espèces chargées :

- mesures de l'électronégativité partout dans la source
- mesures des vitesses des ions par fluorescence induite par laser
- mesures du champ électrique par mesure d'élargissement Stark

Ces mesures sont complexes et difficiles et n'ont pas pu être développées durant ma thèse. Notons que la mise en place de ces diagnostics permettrait des mesures de la double couche dans le cas électronégatif et dans le cas magnétisé (des mesures de FIL ont été développées à la West Virginia University dans le cas de la double couche magnétisée). Une description unifiée du comportement du plasma dans ces deux situations serait alors possible.

La question initiale (la transition H/W peut-elle donner naissance à des oscillations de relaxation) n'a été que partiellement étudiée. Une étude théorique du couplage de l'énergie, associée à une description précise de la dynamique des espèces chargées en présence du champ magnétique, permettrait de déterminer les conditions optimales d'apparition de ces oscillations et de confronter leur prédiction à l'expérience.

Enfin, au long du manuscrit est apparu une difficulté intrinsèque à la description des plasmas électronégatifs. La description des ions négatifs (sont-ils en équilibre de Boltzmann ?, si oui avec quelle température effective ?), plus de quarante ans après des travaux pionniers (Boyd & Thompson, 1959), n'est toujours pas résolue clairement. Des travaux théoriques, de simulation numérique et expérimentaux précis sont nécessaires pour conclure définitivement cette question.

Références

- ABADA, H., CHABERT, P., BOOTH, J.-P., ROBICHE, J., & CARTRY, G. 2002. Gas temperature gradients in a CF_4 inductive discharge. *J. Appl. Phys.*, **92**, 4223–4230.
- AMEMIYA, H. 1990. Plasmas with negative ions-probe measurements and charge equilibrium. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **23**, 999–1014.
- ANDREWS, J., & ALLEN, J. E. 1971. Theory of a double sheath between two plasmas. *Proc. R. Soc. London*, **A 320**, 459–472.
- ARNUSH, D. 2000. The role of Trivelpiece-Gould waves in antenna coupling to helicon waves. *Phys. Plasmas*, **7**, 3042–3050.
- ARNUSH, D., & CHEN, F. F. 1998. Generalized theory of helicon waves. II. Excitation and absorption. *Phys. Plasmas*, **5**, 1239–1244.
- BACAL, M. 2000. Photodetachment diagnostic techniques for measuring negative ion densities and temperatures in plasmas. *Rev. Sci. Instr.*, **71**, 3981–4007.
- BEREZHNOJ, S. V., SHIN, C. B., BUDDEMEIER, U., & KAGANOVICH, I. 2000. Charged species profiles in oxygen plasma. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 800–802.
- BÖHM, C., & PERRIN, J. M. 1993. Retarding-field analyser for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low pressure. *Rev. Sci. Instr.*, **64**, 31–44.
- BLACKWELL, D. D., MADZIWA, T. G., ARNUSH, D., & CHEN, F. F. 2002. Evidence for Trivelpiece-Gould modes in a helicon discharge. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 145002.
- BLONDEL, C., CACCIANI, P., DELSART, C., & TRAINHAM, R. 1989. High resolution determination of the electron affinity of fluorine and bromine using crossed ion and laser-beams. *Phys. Rev. A*, **40**, 3698–3701.
- BOHM, D. 1949. *The characteristics of electrical discharges in magnetic field*. McGraw Hill.
- BOSWELL, R. W. 1970. Plasma production using a standing helicon wave. *Phys. Lett.*, **33 A**, 457–458.

- BOSWELL, R. W. 1984. Very efficient plasma generation by whistler waves near the lower hybrid frequency. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **26**, 1147–1162.
- BOSWELL, R. W., & CHEN, F. F. 1997. Helicons - The Early Years. *IEEE Trans. Plasma Science*, **25**, 1229–1244.
- BOYD, R. L. F., & THOMPSON, J. B. 1959. The operation of Langmuir probes in electronegative plasmas. *Proc. R. Soc. A*, **252**, 102–119.
- BRAITHWAITE, N. S. J., & ALLEN, J. E. 1988. Boundaries and probes un electronegative plasmas. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **21**, 1733–1737.
- CHABERT, P. 1999. *Etude d'un plasma de SF₆ créé dans un réacteur hélicon : application à la gravure du carbure de silicium*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI.
- CHABERT, P., & SHERIDAN, T. E. 2000. Kinetic model for a low-pressure discharge with negative ions. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **33**, 1854–1860.
- CHABERT, P., SHERIDAN, T. E., BOSWELL, R. W., & PERRIN, J. 1999. Electrostatic probe measurement of the negative ion fraction in an SF₆ helicon discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **8**, 561–566.
- CHABERT, P., LICHTENBERG, A. J., LIEBERMAN, M. A., & MARAKHTANOV, A. M. 2001. Instabilities in low-pressure electronegative inductive discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **10**, 478–489.
- CHABERT, P., LICHTENBERG, A. J., LIEBERMAN, M. A., & MARAKHTANOV, A. M. 2003a. Dynamics of steady and unsteady operation of inductive discharges with attaching gases. *J. Appl. Phys.*, **94**, 831–843.
- CHABERT, P., ABADA, H., BOOTH, J.-P., & LIEBERMAN, M. A. 2003b. Radical dynamics in unstable CF₄ inductive discharges. *J. Appl. Phys.*, **94**, 76.
- CHABERT, P., RAIMBAULT, J.-L., LEVIF, P., & RAX, J.-M. 2005. Inductive heating and E to H transitions in capacitive discharges. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 205001.
- CHARLES, C., & BOSWELL, R. 2003. Current-free double-layer formation in a high-density helicon discharge. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 1356–1358.
- CHEN, E. C. M., SHUIE, L.-R., D'SA, E. D., BATTEN, C. F., & WENTWORTH, W. E. 1988. The negative-ion states of sulfur hexafluoride. *J. Chem. Phys.*, **88**, 4711–4719.
- CHEN, F. F. 1991. Plasma ionization by helicon waves. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **33**, 339–364.
- CHEN, F. F. 1995. *High Density Plasma Sources*. Noyes Publications. Chap. 1 - Helicon plasma sources, pages 1–38.

- CHEN, F. F. 2001. Collisional, magnetic, and nonlinear skin effect in radio-frequency plasmas. *Phys. Plasmas*, **8**, 3008–3017.
- CHEN, F. 1965. *Electric Probes, in "Plasma Diagnostic Techniques"*. Academic Press, New York. Chap. 4, pages 113–200.
- CHEN, F. F. 1984. *Introduction to plasma physics and controlled fusion. Vol. 1, plasma physics*. 2nd edn. New York : Plenum Press.
- CHEN, F. F. 2003. Lecture notes on Langmuir probe diagnostics. *In : Mini-Course on Plasma Diagnostics, IEEE-ICOPS meeting, Korea*.
- CHEN, F. F., & BLACKWELL, D. D. 1999. Upper limit to Landau damping in helicon discharges. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 2677–2680.
- CHEN, F. F., & BOSWELL, R. W. 1997. Helicons - The Past Decade. *IEEE Trans. Plasma Science*, **25**, 1245–1257.
- CHRISTOPHOROU, L. G., & OLTHOFF, J. K. 2000. Electron interactions with SF₆. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **29**, 267–430.
- CORR, C. S. 2003. *A study of instabilities in electronegative rf-driven discharges*. Thèse de Doctorat, Queen's University. Belfast.
- CORR, C. S., STEEN, P. G., & GRAHAM, W. G. 2003. Instabilities in an inductively coupled oxygen plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **12**, 265–272.
- CORR, C. S., STEEN, P. G., & GRAHAM, W. G. 2005. Temporal phenomena in inductively coupled chlorine and argon-chlorine discharges. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 141503.
- CORR, C. S., PLIHON, N., & CHABERT, P. 2006. Transition from unstable electrostatic confinement to stable magnetic confinement in a helicon reactor operating with Ar/SF₆ gas mixtures. *J. Appl. Phys.*, **99**, 103302.
- CUI, C. 1992. *Experimental study and modelling of a low pressure rf generated magnetoplasma*. Thèse de Doctorat, Australian National University.
- CUNGE, G., CROWLEY, B., VENDER, D., & TURNER, M. M. 1999. Characterization of the E to H transition in a pulsed inductively coupled plasma discharge with internal coil geometry : bi-stability and hysteresis. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **8**, 576–586.
- D'ANGELO, N., GOELER, S. V., & OHE, T. 1966. Propagation and damping of ion waves in a plasma with negative ions. *Phys. Fluids*, **9**, 1605–1606.
- DEGELING, A. W., & BOSWELL, R. W. 1997. Modeling ionization by helicon waves. *Phys. Plasmas*, **4**, 2748–2755.
- DEGELING, A. W., JUNG, C. O., BOSWELL, R. W., & ELLINGBOE, A. R. 1996. Plasma production from helicon waves. *Phys. Plasmas*, **3**, 2788–2796.

- DEGELING, A. W., SHERIDAN, T. E., & BOSWELL, R. W. 1999a. Intense on-axis plasma production and associated relaxation oscillations in a large volume helicon source. *Phys. Plasmas*, **6**, 3664–3675.
- DEGELING, A. W., SHERIDAN, T. E., & BOSWELL, R. W. 1999b. Model for relaxation oscillations in a helicon discharge. *Phys. Plasmas*, **6**, 1641–1648.
- DEGELING, A. W., BORG, G. G., & BOSWELL, R. W. 2004. Transitions from electrostatic to electromagnetic whistler wave excitation. *Phys. Plasmas*, **11**, 2144–2155.
- DEMIDOV, V. I., RATYNSKAIA, S. V., ARMSTRONG, R. J., & RYPDAL, K. 1999. Probe measurements of electron energy distributions in a strongly magnetized low-pressure helium plasma. *Phys. Plasmas*, **6**, 350–358.
- DESCOEUDRES, A., SANSONNENS, L., & HOLLENSTEIN, C. 2003. Attachment-induced ionization instability in electronegative capacitive RF discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **12**, 152–157.
- DINE, S. 2006. *Effet de la fréquence d'excitation sur les plasmas utilisés pour le dépôt de silicium microcristallin*. Thèse de Doctorat, Université Paris XI.
- DRZAIC, P. S., MARKS, J., & BRAUMAN, J. I. 1984. *Gas Phase Ion Chemistry*. Academic Press, Orlando.
- ELLINGBOE, A. R., & BOSWELL, R. W. 1996. Capacitive, inductive and helicon-wave modes of operation of a helicon plasma source. *Phys. Plasmas*, **3**, 2797–2804.
- EMELEUS, K. G., & WOOLSEY, G. A. 1970. *Discharges in electronegative gases*. Taylor & Francis.
- FERREIRA, C. M., GOUSSET, G., & TOUZEAU, M. 1988. Quasi-neutral theory of positive columns in electronegative gases. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **21**, 1403.
- FRANCK, C. M., GRULKE, O., & KLINGER, T. 2003. Mode transitions in helicon discharges. *Phys. Plasmas*, **10**, 323–325.
- FRANCK, C. M., GRULKE, O., STARK, A., KLINGER, T., SCIME, E. E., & BONHOMME, G. 2005. Measurements of spatial structures of different discharge modes in a helicon source. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **14**, 226–235.
- FRANKLIN, R. N. 2001. A comprehensive treatment of the positive column of discharges in electronegative gases. *Proc. R. Soc. Lond. A*, **457**, 307–330.
- FRANKLIN, R. N. 2002. Electronegative plasmas-why are they so different? *Plasma Sources Sci. Technol.*, **11**, A31–A37.
- FRANKLIN, R. N., & SNELL, J. 1992. The free fall column with negative ions. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **25**, 453–457.

- FRANKLIN, R. N., & SNELL, J. 1999a. Modelling discharges in electronegative gases. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **32**, 2190–2203.
- FRANKLIN, R. N., & SNELL, J. 1999b. The positive column with negative ions in a magnetic field at low pressure. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **32**, 1031–1038.
- FRANKLIN, R. N., & SNELL, J. 2000a. Are the oscillations found in electronegative plasmas at low pressure an artefact? *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **33**, 1990–1995.
- FRANKLIN, R. N., & SNELL, J. 2000b. The Boltzmann relation in electronegative plasmas : When is it permissible to use it? *J. Plasma Physics*, **64**, 131–153.
- FRUCHTMAN, A., MAKRINICH, G., CHABERT, P., & RAX, J. M. 2005. Enhanced plasma transport due to neutral depletion. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 115002.
- GAGNÉ, R. R. J., & CANTIN, A. 1972. Investigation of an rf plasma with symmetrical and asymmetrical electrostatic probes. *J. Appl. Phys.*, **43**, 2639–2647.
- GANS, T., OSIAC, M., O'CONNELL, D., KADETOV, V. A., CZARNETZKI, U., SCHWARZ-SELINGER, T., HALFMANN, H., , & AWAKOWICZ, P. 2005. Characterization of stationary and pulsed inductively coupled RF discharges for plasma sterilization. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **47**, A353–A360.
- GODYAK, V. A. 1986. *Soviet radio frequency discharge research*. Delphic associates.
- GODYAK, V. A., & PIEJAK, R. B. 1990. Abnormally low electron energy and heating mode transition in a low pressure argon rf discharge at 13,56 MHz. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 996–999.
- GODYAK, V. A., PIEJAK, R. P., & ALEXANDROVICH, B. M. 1992. Measurement of electron energy distribution in low pressure RF discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **1**, 36–58.
- GODYAK, V. A., PIEJAK, R. B., & ALEXANDROVICH, B. M. 2002. Electron energy distribution function measurements and plasma parameters in inductively coupled argon plasma. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **11**, 525–543.
- GOODMAN, D. L., & BENJAMIN, N. M. P. 2003. Active control of instabilities for plasma processing with electronegative gases. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **36**, 2845–2852.
- HERSHKOWITZ, N. 1989. *How Langmuir probes work, in "Plasma Diagnostics"*. Academic Press, Boston. Chap. 3.

- HERSHKOWITZ, N. 2005. Sheaths : More complicated than you think. *Phys. Plasmas*, **12**, 055502.
- HOPKINS, M. B., & GRAHAM, W. G. 1986. Langmuir probe technique for plasma parameter measurement in a medium density discharge. *Rev. Sci. Instr.*, **57**, 2210–2217.
- HOTOP, H., & LINEBERGER, W. C. 1985. Binding energies in atomic negative ion. 2. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **14**, 731–750.
- ICHIKI, R., SHINDO, M., YOSHIMURA, S., WATANABE, T., & KAWAI, Y. 2001. Ion acoustic waves in one- and two-negative ion species plasmas. *Phys. Plasmas*, **8**, 4275–4283.
- ICHIKI, R., YOSHIMURA, S., WATANABE, T., NAKAMURA, Y., & KAWAI, Y. 2002. Experimental observation of dominant propagation of the ion-acoustic slow mode in a negative ion plasma and its application. *Phys. Plasmas*, **9**, 4481–4487.
- INGRAM, S. G., & BRAITHWAITE, N. S. J. 1988. Ion and electron energy analysis at a surface in a rf discharge. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **21**, 1496–1503.
- JOHNSON, J. A., & RAMAIAH, R. 1987. Plasma instability in the presence of negative ions. *Phys. Rev. A*, **36**, 774–794.
- JONES, W. D., DOUCET, H. J., & BUZZI, J. M. 1985. *An introduction to the linear theories and methods of electrostatic waves in plasmas*. Plenum Press.
- KAEPPPELIN, V., CARRÈRE, M., & FAURE, J. B. 2001. Different operational regimes in a helicon plasma source. *Rev. Sci. Instr.*, **72**, 4377–4382.
- KAGANOVICH, I., BEREZHNOI, S. V., & SHIN, C. B. 2001. Signal propagation in collisional plasma with negative ions. *Phys. Plasmas*, **8**, 719–725.
- KAGANOVICH, I. 2001. Negative ion density fronts. *Phys. Plasmas*, **8**, 2540–2548.
- KAWAI, & MIENO. 1997. Effective production of negative ions around magnetized CF₄ plasma column. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, L11–23.
- KEUDELL, ACHIM, V., & BAUER, M. 2004. Particle-induced oscillations in inductively coupled plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **13**, 285–292.
- KIMURA, T., LICHTENBERG, A. J., & LIEBERMAN, M. A. 2001. Modelling finite cylinder electronegative discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **10**, 430–439.
- KINDER, R. L., ELLINGBOE, A. R., & KUSHNER, M. J. 2003. H- to W-mode transitions and properties of a multimode helicon plasma reactor. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **12**, 561–575.

- KING, R. A., GALBRAITH, J. M., & SCHAEFER, H. F. 1996. Negative ion thermochemistry : The sulfur fluorides $\text{SF}_n/\text{SF}_n^-$ ($n=1-7$). *J. Phys. Chem.*, **100**, 6061–6068.
- KLINE, J. L., SCIME, E. E., BOIVIN, R. F., KEESEE, A. M., SUN, X., & MIKHAILENKO, V. S. 2002. RF absorption and ion heating in helicon sources. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 195002.
- KLINE, L. E. 1986. Electron and chemical-kinetics in the low pressure rf discharge etching of silicon in SF_6 . *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **14**, 145.
- KOLOBOV, V. I., & ECONOMOU, D. J. 1997. The anomalous skin effect in gas discharge plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **6**, R1–R17.
- KONO, A. 2002. Negative ions in processing plasmas and their effect on the plasma structure. *Applied Surface Science*, **192**, 115–134.
- KORTSHAGEN, U., GIBSON, N. D., & LAWLER, J. E. 1996. On the E-H mode transition in RF inductive discharges. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **29**, 1224–1236.
- KOUZNETSOV, I. G., LICHTENBERG, A. J., & LIEBERMAN, M. A. 1999. Internal sheaths in electronegative discharges. *J. Appl. Phys.*, **86**, 4142–4153.
- KRALL, N. A., & TRIVELPIECE, A. W. 1986. *Principles of plasma physics*. San Francisco Press.
- LAMPE, M., MANHEIMER, W. M., FERNSLER, R. F., SLINKER, S. P., & JOYCE, G. 2004. The physical and mathematical basis of stratification in electronegative plasmas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **13**, 15–26.
- LEE, Y. T., LIEBERMAN, M. A., LICHTENBERG, A. J., BOSE, F., BALTES, H., & PATRICK, R. 1997. Global model for high pressure electronegative radio-frequency discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **15**, 113–126.
- LICHTENBERG, A. J., & MARAKHTANOV, A. M. 2005. Bifurcation and chaotic transition to relaxation oscillations in an inductively driven electronegative plasma. *International Journal of Bifurcation and Chaos*, **15**, 2623–2631.
- LICHTENBERG, A. J., CHABERT, P., LIEBERMAN, M. A., & MARAKHTANOV, A. M. 2001. *Bifurcation phenomena in plasmas*. Chap. Bifurcation and instability in an inductively driven electronegative plasma.
- LIEBERMAN, M. A., & BOSWELL, R. W. 1998. Modeling the transition from capacitive to inductive to wave-sustained rf discharges. *J. Phys. IV France*, **8**, 145–164.
- LIEBERMAN, M. A., LICHTENBERG, A. J., & MARAKHTANOV, A. M. 1999. Instabilities in low-pressure inductive discharges with attaching gases. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3617–3619.

- LIEBERMAN, M. A., BOOTH, J. P., CHABERT, P., RAX, J. M., & TURNER, M. M. 2002. Standing waves and skin effects in high frequency capacitive discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **11**, 283.
- LIEBERMAN, M. A., & LICHTENBERG, A. J. 2005. *Principles of plasma discharges and materials processing*. 2nd edn. Wiley-Interscience.
- MAGNUS, F., & GUDMUNDSSON, J. T. 2002. *Digital smoothing of the Langmuir probe I-V characteristic*. Tech. rept. Science Institute University of Iceland.
- MARAKHTANOV, A. M., TUSZEWSKI, M., LIEBERMAN, M. A., LICHTENBERG, A. J., & CHABERT, P. 2003. Stable and unstable behavior of inductively coupled electronegative discharges. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **21**, 1849–1864.
- MARAKHTANOV, A. M. 2002. *Plasma Instabilities in Electronegative Inductive Discharges*. Thèse de Doctorat, University of Berkeley, California.
- MCKENZIE, J. F. 2001. Stationary structures in multi-ion plasmas with differential streaming. *J. Plasma Physics*, **65**, 181–195.
- MEIGE, A. 2006. *Numerical modeling of low-pressure plasmas : applications to electric double layers*. Thèse de Doctorat, Australian National University - Université Toulouse III.
- MIRO, J. 2005. M.Phil. thesis, LPTP - Université Paris XI.
- MIYOSHI, Y., PETROVIC, Z. L., & MAKABE, T. 2002. Transition between capacitive and inductive mode in inductively coupled plasma observed by emission computerized tomography. *IEEE Trans. Plasma Science*, **30**, 130–131.
- MOTT-SMITH, H. M., & LANGMUIR, I. 1926. The theory of collectors in gaseous discharges. *Phys. Rev.*, **28**, 727–763.
- NAGASEKI, K., OSHIKAWA, O., NISHIMURAN, E., SAITO, Y., & SUGANOMATA, S. 1995. Negative ions in 13,56 MHz discharge of SF₆ gas in a planar diode. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, L825–L855.
- NAKAMURA, Y., ODAGIRI, T., & TSUKABAYASHI, I. 1997. Ion-acoustic waves in a multicomponent plasma with negative ions. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **39**, 105–115.
- NEUMARK, D. M., LYKKE, K., ANDERSEN, T., & LINEBERGER, W. C. 1985. Laser photodetachment measurement of the electron-affinity of atomic oxygen. *Phys. Rev. A*, **32**, 1890–1892.
- NIGHAM, W. L., & WIEGAND, W. J. 1974. Influence of negative-ion processes on steady state properties and striations in molecular gas discharges. *Physical Review A*, **10**, 922–945.

- PERRET, A., CHABERT, P., BOOTH, J. P., JOLLY, J., GUILLON, J., & AUVRAY, P. 2003. Ion flux non-uniformities in large area high frequency capacitive discharges. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 243–245.
- PERRET, A. 2004. *Effets de la fréquence d'excitation sur l'uniformité du plasma dans les réacteurs capacitifs grande surface*. Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique.
- PLIHON, N., CORR, C. S., & CHABERT, P. 2005a. Double layer formation in the expanding region of an inductively coupled electronegative plasma. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 091501.
- PLIHON, N., CHABERT, P., & RAIMBAULT, J.-L. 2005b. *Helicon Double Layer Thruster concept for high power near Earth planets missions*. Tech. rept. LPTP - Rapport ESA - Ariadna.
- PLIHON, N., CORR, C. S., CHABERT, P., & RAIMBAULT, J.-L. 2005c. Periodic formation and propagation of double layers in the expanding chamber of an inductive discharge operating in Ar/SF₆ mixtures. *J. Appl. Phys.*, **98**, 023306.
- RAX, J.-M. 2005. *Physique des plasmas*. Dunod.
- RIEMANN, K. U. 1992. The Bohm criterion and sheath formation. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **24**, 493–518.
- RUBINSTEIN, J., & LAFRAMBOISE, J. G. 1983. Theory of axially symmetric probes in a collisionless magnetoplasma : aligned spheroids, finite cylinders, and disks. *Phys. Fluids*, **26**, 3624–3629.
- SASAKI, S., ISHIKAWA, I., NAGASEKI, K., SAITO, Y., & SUGANOMATA, S. 1997. Positive and negative ions in RF plasmas of SF₆/N₂ and SF₆/Ar mixtures in a planar diode. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, 847–853.
- SAVITZKY, A., & GOLAY, M. J. E. 1964. Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures. *Anal. Chem.*, **36**, 1627–1634.
- SHAMRAI, K. P. 1998. Stable modes and abrupt density jumps in a helicon plasma source. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **7**, 499–511.
- SHERIDAN, T. E. 1999. Double layers in a modestly collisional electronegative discharge. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **32**, 1761–1767.
- SHERIDAN, T. E., CHABERT, P., & BOSWELL, R. W. 1999a. Positive ion flux from a low-pressure electronegative discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **8**, 457–462.
- SHERIDAN, T. E., BRAITHWAITE, N. S. J., & BOSWELL, R. W. 1999b. Relation between double layers and flux for a collisionless discharge with two negative components. *Phys. Plasmas*, **6**, 4375–4381.
- SHINDO, M., & KAWAI, Y. 2002. Determination of negative ion density in reactive gas plasmas using ion acoustic waves. *Thin Solid Films*, **407**, 204–208.

- SHINDO, M., UCHINO, S., ICHIKI, R., YOSHIMURA, S., & KAWAI, Y. 2001. Measurements of the negative ion density in SF₆/Ar plasma using a plane electrostatic probe. *Rev. Sci. Instr.*, **72**, 2288–2293.
- SOBERON, F., MARRO, F. G., GRAHAM, W. G., ELLINGBOE, A. R., & LAW, V. J. 2006. Chlorine plasma system instabilities within an ICP tool driven at a frequency of 13.56MHz. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **15**, 193–203.
- ST-ONGE, L., MARGOT, J., & CHAKER, M. 1998. Characterization of the negative ion fraction in high-density SF₆ magnetoplasma using ion acoustic waves. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 290–292.
- ST-ONGE, L., CHAKER, M., & MARGOT, J. 2000. Laser-induced photodetachment in high-density low-pressure SF₆ magnetoplasmas. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **18**, 2363–2371.
- STIX, T. H. 1992. *Waves in plasmas*. New York : American Institute of Physics.
- SUDIT, I. D., & CHEN, F. F. 1994. RF compensated probes for high-density discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **3**, 162–166.
- SUDIT, I. D., & WOODS, R. C. 1993. A workstation based Langmuir probe system for low-pressure dc plasmas. *Rev. Sci. Instr.*, **64**, 2440–2448.
- SUTHERLAND, O., CHARLES, C., PLIHON, N., & BOSWELL, R. W. 2005. Experimental evidence of a double layer in a large volume Helicon reactor. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 205002.
- TURNER, M. M. 1993. Collisionless electron heating in an inductively coupled discharge. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 1844–1847.
- TURNER, M. M. 1995. Pressure heating of electrons in capacitively coupled discharges. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 1312–1315.
- TURNER, M. M., & LIEBERMAN, M. A. 1999. Hysteresis and the E to H transition in radiofrequency inductive discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **8**, 313.
- TUSZEWSKI, M. 1996. An electronegative inductive discharge instability. *J. Appl. Phys.*, **79**, 8967–8975.
- TUSZEWSKI, M., & GARY, S. P. 2003. Downstream instabilities of electronegative plasma discharges. *Phys. Plasmas*, **10**, 539–545.
- TUSZEWSKI, M., & TOBIN, J. A. 1996. The accuracy of Langmuir probe ion density measurements in low-frequency RF discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **5**, 640–647.
- TUSZEWSKI, M., & WHITE, R. R. 2003. Instabilities of Ar/SF₆ inductive plasma discharges. *J. Appl. Phys.*, **94**, 2858–2863.

- TUSZEWSKI, M., WHITE, R. R., & WURDEN, G. A. 2003. Relaxation oscillations of low-frequency Ar/SF₆ inductive plasma discharges. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **12**, 396–402.
- VENDER, D., STOFFELS, W. W., STOFFELS, E., KROESEN, G. M. W., & DE HOOG, F. J. 1995. Charged-species profiles in electronegative radio-frequency plasmas. *Phys. Rev. E*, **51**, 2436–2444.

